

**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR**  
**ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**  
**UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI, CONSTANTINE 1**  
**FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE**  
**Département d'Électronique**



N° d'ordre : 04/03C/2020  
Série : 01/Ele/2020

**THÈSE**

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat 3<sup>ème</sup> cycle  
**en Électronique**

Option : **Micro et nanotechnologies**

Par :

***Khadidja* SAKER**

**THÈME**

**Étude des propriétés magnétiques de structure à cristaux  
photoniques à base de ferrites : Application à la détection**

Soutenue le : 30/01/2020

**Devant le jury :**

<b>Président :</b>	Mme. MANSOUR Farida	Professeur	Université Frères Mentouri Constantine 1
<b>Rapporteur :</b>	Mme. BOUCHEMAT Touraya	Professeur	Université Frères Mentouri Constantine 1
<b>Co-encadreur :</b>	Mr. LAHOUBI Mahieddine	Professeur	Université Badji Mokhtar Annaba
<b>Examineur :</b>	Mlle. BARKAT Ouarda	Professeur	Université Frères Mentouri Constantine 1
	Mr. KHEDROUCHE Djamel	Professeur	Université M'sila
	Mr. MOUETSI Souheil	MCA.	Université Oum El Bouaghi

Travail effectué au Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), Faculté des sciences de la technologie,  
Département d'Electronique, Université Frères Mentouri, Route de Ain El Bey - 25017, Constantine, Algérie.

## Remerciements

*En tout premier lieu, je remercie Allah, le tout puissant, de m'avoir donné la force, le courage et la patience durant toutes les années d'avoir pu accomplir ma thèse de doctorat.*

*Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI) du département d'électronique à l'Université Frères Mentouri Constantine 1. Je tiens à remercier vivement son Directeur, Monsieur le Professeur **Mohamed BOUCHEMAT** de m'y avoir accueilli avec bienveillance. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour m'avoir prodigué ses enseignements et ses conseils très précieux et pour m'avoir communiqué sa bonne humeur pendant toute la durée de ma thèse.*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Madame **Farida MANSOUR**, Professeur à l'Université des Frères Mentouri Constantine 1, pour l'honneur qu'elle me fait en présidant le jury.*

*Je remercie vivement Mademoiselle **Ouarda BARKAT**, Professeur à l'Université des Frères Mentouri Constantine 1, d'avoir bien voulu accepter de juger cette étude à travers ce mémoire.*

*Je suis très sensible à l'honneur que font Monsieur **Djamel KHEDROUCHE**, Professeur à l'université M'Sila et Monsieur **Souheil MOUETSI**, Maître de Conférences à l'université de Oum El Bouaghi, d'avoir accepté de faire partis de ce jury de thèse. Je leur exprime toute ma reconnaissance d'avoir examiné ce mémoire et pour le temps qu'ils ont investi pour l'évaluer.*

*Mes sincères remerciements vont à ma Directrice de thèse, Madame **Touraya BOUCHEMAT**, Professeur au Département d'Électronique à l'université frères Mentouri Constantine 1, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe. Je souhaite la remercier pour la confiance qu'elle m'a accordée et de m'avoir laissé une grande liberté dans l'orientation de mon travail de thèse. Je souhaite la remercier chaleureusement pour sa gentillesse, ses conseils, et sa disponibilité tout au long de ce travail. Ses qualités humaines et ses remarques m'ont été précieuses et m'ont beaucoup aidé à la réalisation de ce mémoire.*

*Si j'ai pu mener cette étude à bien, je le dois à mon Co-Directeur de thèse, Monsieur **Mahieddine LAHOUBI**, Professeur au Département de Physique à l'université Badji Mokhtar Annaba, qui, par sa compétence, la pertinence de ses conseils et son enthousiasme communicatif à travers la messagerie instantanée Viber, m'a permis d'échanger par Internet depuis ma première inscription en 2015. Je lui adresse mes chaleureux remerciements pour ses suggestions éclairées et critiques honnêtes pendant toutes les étapes qui m'ont permis d'étoffer mon CV de sept travaux scientifiques (publications et communications) et la concrétisation de ce mémoire. Sa confiance, son soutien constant et ses encouragements ont été des éléments moteurs pour moi. J'ai beaucoup appris avec lui pendant toutes ces années. Pour tout cela, je lui adresse une gratitude toute particulière.*

*Je suis très reconnaissante à Monsieur **Shengli Pu**, Professeur et Directeur du « Photonics Research Laboratory, du « College of Science » à l'Université de Shanghai pour la Science et la Technologie, » à Shanghai, Chine pour son aide inestimable, en particulier pendant la soumission de la publication parue dans la revue « Journal of Computational Electronics ». Je n'oublierai pas Monsieur **Yong liang Zhao**, Doctorant sous la Direction de Monsieur le Professeur Shengli Pu, d'avoir participé à la session poster de la Conférence Internationale « The 18th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON 2019) », 5-8 August 2019 Xiangming Hotel, Huangshan, Anhui, China en présentant ma communication P4.28 intitulée "Enhanced Magneto-Optical Effects in Magnetic Photonic Crystal Fiber Based on Yttrium Iron Garnet ».*

*Pour toutes les personnes qui m'ont aidé au cours de la période de préparation de cette thèse, je garde une reconnaissance toute particulière pour celles et ceux avec lesquels*

*j'ai eu la chance de travailler au sein d'une équipe dynamique constituée de chercheurs possédant divers grades de recherches et disposant de compétences avérées. Je remercie sincèrement Docteur **Ahlem BENMERKHI** d'avoir pris le temps de relire le manuscrit d'une de ma première publication avant sa soumission, Docteur Mohamed **Redha LEBBAL** pour sa grande gentillesse, ses conseils et son aide lors de la préparation de mon premier article, sans oublier Docteur **Dallel BENELARBI** et Docteur **Safia Arafa** pour leurs encouragements et conseils respectifs. Mes remerciements s'adressent également au Docteur **Rachid DEGHDAK** pour sa disponibilité et son aide lors de l'installation du logiciel Rsoft.*

*J'ai une pensée toute particulière pour mes camarades et amis doctorant(e)s au laboratoire LMI, qui m'ont apporté à divers degrés soutien et fraternité. Parmi eux, je citerai en particulier **Chaima MOSBAH** et **Fateh LARIOUI**. En écrivant ces dernières lignes de remerciements, je saisis l'occasion pour leur souhaiter une bonne continuation et une bonne fin de thèse. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes que j'ai croisées à un moment ou bien un autre de ma vie qui, pour la plupart sans le savoir, ont contribué à me faire progresser.*

*Enfin, Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance la plus sincère à ma famille et tout particulièrement à ceux qui me sont très chers, mes parents, ma sœur, mes frères, et mon beau-frère. Ils ont toujours été présents et m'ont encouragé dans mes choix en me soutenant moralement. Je leur adresse de tout mon cœur mes sincères remerciements en leur disant que je serai pour toujours très reconnaissante.*

---

## Liste des abréviations

---

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

**FCMP** : Fibre à Cristal Magnéto Photonique

**FCP** : Fibre à Cristal Photonique

**Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>** : La magnétite

**FM** : Fluide magnétique

**He** : Champ magnétique externe appliqué

**q** : Une charge électrique

$\vec{P}_{MO}$  : Polarisation magnéto-optique

$\epsilon_r(\vec{r})$  : Tenseur de permittivité diélectrique

$\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}$  : Les éléments diagonaux correspondent à la permittivité du milieu isotrope.

$\epsilon_{m0}, \epsilon_{xy}, \epsilon_{yx}$  : Les éléments hors diagonaux correspondent à la permittivité du milieu anisotrope

**g** : Gyrotropie

**MO** : Magnéto-Optique

$\mu_0$  : Perméabilité magnétique du vide

**ZB** : Zone de Brillouin

**BIG** : Bismuth Iron Garnet Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> : Grenat de fer et de bismuth

**BPM** : Beam Propagation Method : méthode de propagation de faisceau

**Ce:YIG** : Cerium substituted yttrium iron garnet : YIG substitué au cérium

**GGG** : Gadolinium Gallium Garnet Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> : Grenat de gadolinium-gallium

**vcd** : Les vibrations circulaires droites

**vcg** : Les vibrations circulaires gauches

$\Delta\Phi$  : Déphasage

$\Theta_F$  : Angle de rotation de Faraday

**L** : Longueur du matériau

$\theta_F$  : Rotation Faraday spécifique par unité de longueur

**M<sub>s</sub>** : L'aimantation à saturation

**MLB** : La biréfringence linéaire magnétique

**MLD** : Le dichroïsme linéaire magnétique

$\chi$  : La susceptibilité

$\Delta\beta$  : La différence entre les constantes de propagation des modes TE TM

$\mu_r$  : La perméabilité magnétique relative

**Rm** : Le rendement de conversion maximal

**L<sub>c</sub>** : Longueur de couplage

**CMPs** : Cristaux magnéto-photoniques

**PML** : Perfectly Matched Layer : Couche absorbante parfaitement adaptée

**PWE** : Plane Wave Expansion : décomposition en ondes planes

**TBC** : Transparent boundary condition : condition aux limites transparente

**YIG** : Yttrium Iron Garnet Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> : Grenat de fer et d'yttrium

$\lambda$  : Longueur d'onde

Å : Ångström

Ω : Ohm

T : Tesla

°C : Degré Celsius

$\lambda_B$  : La longueur de Bragg  
 $a$  : Période du cristal photonique  
 $r$  : Rayon du cristal photonique  
 $f$  : Facteur de remplissage  
 $n$  : Indice de réfraction  
 $\vec{k}$  : Vecteur d'onde  
 $v_g$  : Vitesse de groupe  
 $v_\phi$  : Vitesse de phase  
 $\epsilon$  : Permittivité diélectrique  
 $V$  : Le potentiel  
 $E$  : L'énergie de l'électron  
 $m$  : La masse de l'électron  
 $\vec{r}$  : Vecteur position  
 $\hbar$  : Constante de Planck  
 $c$  : Vitesse de la lumière dans le vide  
 $\omega$  : La pulsation  
 $\beta$  : Constante de propagation  
**RTI** : Réflexion totale interne  
**BIP** : Bande Interdite Photonique  
**CPhs** : Cristaux photoniques  
**1D** : Unidimensionnels  
**2D** : Bidimensionnels  
**3D** : Tridimensionnels  
**MEB** : Microscope Électronique à Balayage  
**FDTD** : Finite-Difference Time-Domain method  
**TE** : Transverse Electrique, polarisation TE : Transverse Electric  
**TM** : Transverse Magnétique, polarisation TM : Transverse Magnetic  
 $L_n$  : Les cavités linéaires  
 $H_n$  : Les cavités hexagonales  
 $e$  : L'épaisseur de la couche  
 $d$  : Diamètre des trous d'air  
**IMZ** : Interféromètre Mach-Zender  
**Q** : Facteur de Qualité  
**T** : Temperature  
 $Oe$  : L'œrsted l'excitation magnétique  $1Oe = 10^3/4\pi \text{ A.m}^{-1} \approx 79.5775 \text{ A.m}^{-1}$   
**K** : Kelvin.  
**Wb** : Weber  
**L4** : Cavité obtenue par l'omission de quatre trous.  
**PCW** : Photonic Cristal Waveguide.  
**FWHM** : largeur à mi-hauteur du pic (Full Width at Half Maximum).  
**S** : Sensibilité  
**RIU** : Refractive Index Unit.  
 $\lambda_0$  : Longueur d'onde de résonance.  
**R** : La réflectivité.  
 $n_{eff}$  : Indice de réfraction effectif.

---

## Liste des figures

---

- Figure 1.1 :** Exemples de cristaux photoniques **(a)** unidimensionnels, **(b)** bidimensionnels et **(c)** tridimensionnels.
- Figure 1.2 :** Exemples de cristaux photoniques naturels : **(a)** opale naturelle, **(b)** SEM de l'opale naturelle **(c)** Image réelle du papillon Morpho rhetenor, **(d)** Images par microscopie électronique à transmission (TEM) montrant des coupes transversales à l'échelle des ailes de Morpho rhetenor, **(e)** image réelle de la souris de mer, **(f)** une de la colonne vertébrale de la souris de mer et l'image TEM correspondante de sa section transversale.
- Figure 1.3 :** Réseaux directs (à gauche), les réseaux réciproques (au milieu) et la ZB correspondant (à droite), des cristaux photoniques : **(a)** 1D, **(b)** 2D et **(c)** 3D.
- Figure 1.4 :** Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation TE, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation TM.
- Figure 1.5 :** Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon = 12.25$ ) : **(a)** réseau triangulaire. **(b)** réseau carré.
- Figure 1.6 :** **(a)** Représentation schématique d'un miroir de Bragg **(b)** Schémas des réflexions sur des mailles successives pour  $\lambda = \lambda_B$  (longueur d'onde de Bragg).
- Figure 1.7 :** **(a)** Représentation schématique de la bande interdite photonique d'un miroir de Bragg constitué de plusieurs alternances de 2 couches de matériaux d'indices différents  $n_1$  et  $n_2$ . Une bande interdite apparaît en bord de zone de Brillouin (entre les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$ ).
- Figure 1.8 :** Dépendance de la bande Interdite photonique au contraste d'indice de réfraction calculée pour trois films multicouches différents avec des couches de  $0.5a$  de largeur **(a)** la constante diélectrique pour chaque couche est  $\epsilon = 13$ . **(b)** alternante de couches entre 2 matériaux de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 13$  et  $\epsilon_2 = 12$ . **(c)** la plus large BIP pour le plus grand contraste avec des couches alternées de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 13$  et  $\epsilon_2 = 12$ .
- Figure 1.9 :** Représentation de structure Yablonovite.

- Figure 1.10 :** (a) Image au microscope électronique d'un cristal photonique tas de bois en silicium. (b) Le cristal présente une bande interdite complète centrée sur une longueur d'onde d'environ 12 microns.
- Figure 1.11 :** Image au microscope électronique (coloration artificielle) de la structure d'opale inverse démontrée comme ayant une bande interdite complète autour d'une longueur d'onde de 1,3  $\mu\text{m}$  par Vlasov et al.
- Figure 1.12 :** Structure périodique 2D : (a) Structure déconnectée (b) Structure connectée.
- Figure 1.13 :** Exemples de structures photoniques 2D : (a) carrée, (b) triangulaire, (c) hexagonale.
- Figure 1.14 :** Diagrammes de dispersion d'un CPh planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air de rayons 150 nm percé dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes tridimensionnelles pour les polarisations TE (lignes pointillées) et TM (lignes continus).
- Figure 1.15 :** Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Membrane suspendue dans l'air (b) cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche d' $\text{Al}_x\text{O}_y$ .
- Figure 1.16 :** Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure.
- Figure 1.17 :** Défaut dans une structure périodique 1D, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits.
- Figure 1.18 :** Exemple de défauts ponctuels dans un cristal composé de tiges diélectrique (a) retrait d'un cylindre, (b) modification de la constante diélectrique d'un cylindre.
- Figure 1.19 :** Exemples des défauts ponctuels (a) Schéma d'une cavité Hm, dont  $a$  est la période,  $r$  le rayon des trous d'air,  $L$  la longueur du défaut et  $d$  le décalage des quatre trous bleus, (b) Schéma 3D de la cavités Ln, où  $a = 385$  nm, le diamètre des trous d'air  $d = 0,6a$ , l'épaisseur  $t = 0,56a$ , le décalage des trous  $s = 0,2a$ , (c) un résonateur en anneau, (d) Représentation d'une cavité à double hétérostructure. Les périodes  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  sont égales à 400, 410 et 420 nm.
- Figure 1.20 :** Différents types des guides d'onde : (a) défaut par vacuité, (b) Dimensions des motifs élémentaires, (c) Permittivité des motifs élémentaires.

- Figure 1.21 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air **(a)** suivant la direction  $\Gamma K$  et **(b)** suivant la direction  $\Gamma M$ .
- Figure 1.22 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air **(a)** de type A (symétrique) et **(b)** de type B (antisymétrique).
- Figure 1.23 :** Différents composants à base de défauts linéaires **(a)** guide droit, **(b)** virage à  $120^\circ$  et **(c)** jonction Y.
- Figure 1.24 :** Schéma illustrant quelques types de guide à cristaux photoniques basés sur les méthodes de modification du rayon des trous d'air : **(a)** Défaut par vacuité (une rangée de trous manquante), **(b)** Dimensions des motifs élémentaires (une rangée de trous de diamètre augmenté), **(c)** un canal d'air.
- Figure 1.25 :** Courbe de dispersion schématique d'un guide réfractif.
- Figure 1.26 :** Courbes de dispersion d'un guide W1 suivant  $\Gamma K$ .  $f=0.5$   $n_{\text{eff}}=2.6$ . Calcul 2D FDTD en polarisation TM.
- Figure 1.27 :** la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation  $\Gamma K$ . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3  $\Gamma K$  ; guide W5  $\Gamma K$ .
- Figure 1.28 :** Exemple d'un défaut couplé (cavité couplé avec un guide d'onde). Le diamètre des trous rouges  $r = 0,35a$ , les trous bleus  $r = 0,38a$  et les trous cyan  $r = 0,34a$ .
- Figure 1.29 :** une coupe transversale circulaire d'une fibre conventionnelle.
- Figure 1.30 :** Une illustration simple de la géométrie des fibres microstructurées.
- Figure 1.31 :** Exemples de fibres microstructurées basé sur **(a)** : la réflexion totale interne, **(b)** : la bande interdite photonique.
- Figure 2.1 :** Structure d'une onde plane dans un milieu anisotrope.
- Figure 2.2 :** Une lumière polarisée linéairement (à gauche) subit une rotation  $\alpha$  de sa polarisation ainsi qu'une ellipticité  $\varepsilon$  après réflexion sur surface aimantée.
- Figure 2.3 :** Rotation Faraday : évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique longitudinal.
- Figure 2.4 :** **(a)** l'effet non-réciproque de la rotation Faraday, **(b)** Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller - retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique. Vu l'orientation du champ par rapport à la direction de propagation, les rotations à l'aller et au retour s'ajoutent.



- Figure 2.5 :** (a) Schéma de l'effet MLB, (b) Schéma de l'effet MLD.
- Figure 2.6 :** Configuration Kerr: (a) Polaire, (b) Longitudinale, (c) Transverse.
- Figure 2.7 :** Configuration permettant le couplage de mode TE-TM. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes  $E_{TE}$  et  $E_{TM}$ .
- Figure 2.8 :** Rendement de conversion  $R(z)$  en fonction de la distance de propagation pour deux guides possédant deux différentes biréfringences modales différentes pour un coefficient de couplage  $\theta_F = 120^\circ/\text{cm}$  à 1550nm.
- Figure 2.9 :** (a) Réseau de spins alignés ferromagnétiquement, (b) Comparaison entre les variations thermiques de l'inverse de la susceptibilité magnétique  $1/\chi(T)$  d'un paramagnétique vrai et d'un composé ferromagnétique, (c) Couplage antiparallèle des moments magnétiques de deux sous-réseaux A et B dans un domaine antiferromagnétique, (d) Variation thermique de  $1/\chi$  d'un composé antiferromagnétique, (e) Réseau de spins alignés ferrimagnétiquement, (f) Transition de phase ferrimagnétique-paramagnétique.
- Figure 2.10 :** Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique dur.
- Figure 2.11 :** Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique doux.
- Figure 2.12 :** Cycles d'hystérésis de matériau doux et dur avec la courbe de première aimantation.
- Figure 2.13 :** Structure cristalline du Grenat de Fer et d'Yttrium.
- Figure 2.14 :** Structure cristalline de la magnétite.
- Figure 2.15 :** Schéma représentant les couplages de double échange et de super échange dans le cas de la magnétite.
- Figure 2.16 :** (a) Schéma du capteur de champ magnétique / température basé sur une cavité à CPh infiltrée par un liquide magnétique, (b) Spectre de transmission : seule la première cavité est soumise à des variations d'indice, (c) Spectre de transmission : seule la deuxième cavité est soumise à des variations d'indice.
- Figure 2.17 :** Coupe transversale du capteur de champ magnétique FCP à double cœur infiltré par le  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .
- Figure 2.18 :** Schéma de principe d'un isolateur.
- Figure 2.19 :** Principe de fonctionnement en polarisation d'un isolateur optique en espace libre

- Figure 2.20 :** Principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à rotation.
- Figure 2.21:** Principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à déphasage : **(a)** Sens passant **(b)** Sens bloquant.
- Figure 2.22 :** Film multicouche composé de couches de cristal magnéto-photonique composés d'empilements de couches diélectriques et magnétiques : **(a)** Bi:YIG et de SiO<sub>2</sub> [84], **(b)** (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)/ Bi:YIG/( SiO<sub>2</sub>/ Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>).
- Figure 2.23 :** Schéma d'un cristal magnéto- photonique (BIG / YIG)<sup>4</sup> / BIG<sup>4</sup> / (YIG / BIG)<sup>4</sup>
- Figure 2.24 :** **(a)** Structure du MPC 1D, **(b)** courbe iso-fréquence dans le plan (k<sub>x</sub>, k<sub>y</sub>): l'onde incidente à 60° est transmise dans le sens aller et bloquée par le « gap » de la structure de bande dans le sens retour
- Figure 2.25 :** **(a)** Structure magnéto-photonique 2D, **(b)** la bande interdite photonique pour les modes TM et TE, **(c)** rotation Faraday en fonction de la fréquence normalisé
- Figure 2.26:** Structure schématique de **(a)** guide avec un défaut linéaire dans la direction  $\Gamma$ -K pour le mode TM, **(b)** guide sans défaut de longueur pour le mode TE. La lumière est guidée dans la direction  $\Gamma$ -M, **(c)** bande interdite photonique pour les modes TM et TE
- Figure 2.27 :** **(a)** Représentation schématique du guide d'onde à base de cristaux magnéto-photonique planaire w<sub>1</sub>, **(b)** une période de la structure cristalline, et **(c)** Vue en coupe latérale du guide d'ondes magnéto-photonique planaire avec une paroi de compensation : les couleurs rouge et bleu indiquent les domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées
- Figure 2.28 :** **(a)** structure du capteur **(b)** décalage de la fréquence de résonance du capteur pour six différents gaz, le RI du gaz est généralement inférieur à celui du liquide et du solide, et les différences de RI entre les gaz sont également très faibles, ce qui entraîne des difficultés d'identification. Par exemple, le RI de l'hélium est 1.000036, l'hydrogène est 1.00014, l'ammoniac est 1.000377 et ainsi de suite
- Figure 2.29 :** Transmission (carrés remplis) et rotation Faraday (cercles vides) en fonction de la longueur d'onde d'une opale-magnétite
- Figure 2.30 :** Schéma de principe d'un circulateur à 3-ports.
- Figure 2.31 :** Circulateur de Wang : **(a)** à trois ports, **(b)** multiport, **(c),(d)** représentent la transmission normalisée obtenue dans chacun des deux circulateurs

- Figure 2.32 :** (a) Circulateur en cristal photonique : les trous d'air forment la cavité, (b) Puissance transmise dans les guides de sortie.
- Figure 3.1 :** Fenêtre de Rsoft CAD, montrant la barre de menus en haut, les barres d'outils en haut et à gauche, et la barre d'état en bas.
- Figure 3.2 :** Fenêtre de BandSOLVE.
- Figure 3.3 :** Exemple d'un diagramme de dispersion pour un cristal photonique tas de bois.
- Figure 3.4 :** Exemple de définition d'une super-cellule dans le cas d'un défaut linéaire.
- Figure 3.5 :** Cellules de Yee à 3 dimensions.
- Figure 3.6 :** Calcul alternatif de champs E et H.
- Figure 3.7 :** Cellule de Yee 2D (a) mode TM, (b) mode TE.
- Figure 3.8 :** Fonctionnement d'un milieu de type PML.
- Figure 3.9 :** Exemple d'un maillage d'une structure circulaire avec application des conditions aux limites PML.
- Figure 3.10 :** La fenêtre Paramètres de simulation BeamPROP où sont introduits les paramètres de simulation numériques de base.
- Figure 3.11 :** La section de la fenêtre du domaine de calcul et de la grille où les informations de grille la spatiale sont définies.
- Figure 3.12 :** La boîte de dialogue des paramètres du champ de lancement qui sélectionne à la fois le type et les caractéristiques du champ d'entrée optique.
- Figure 4.1 :** Schéma d'un cristal photonique 2D triangulaire composé de trous d'air dans la matrice GaIn-AsP.
- Figure 4.2 :** Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour  $r = 0.36a$  et  $n = 3.32$ .
- Figure 4.3 :** Variation de la transmission et du facteur Q en fonction de la longueur de la cavité L.
- Figure 4.4 :** Cavité L4 à cristal photonique couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.
- Figure 4.5 :** Variation de la transmission et du facteur Q en fonction de la variation des rayons (a) :  $r_1$  de  $0.32a$  à  $0.4a$ , et (b) :  $r_2$  de  $0.35a$  à  $0.43a$ .

- Figure 4.6 :** Variation de la transmission et du facteur Q en fonction de la variation du rayon  $r_3$ .
- Figure 4.7 :** Schéma d'un guide- cavité L4 couplés à un cristal photonique 2D triangulaire composé de trous d'air dans la matrice GaIn-AsP avec  $r_1 = 0.38a$ ,  $r_2 = 0.41a$ , et  $r_3 = 0.245a$ .
- Figure 4.8 :** (a) Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD-2D d'un guide-cavité L4 couplés à cristal photonique 2D, (b) La distribution du champ électrique dans la cavité dans le plan x-z (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1) pour  $\lambda = 1.339658\mu\text{m}$ .
- Figure 4.9 :** Représentation schématique de la structure du capteur indiquant le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité résonante (a) : 2 trous fonctionnels, (b) : 4 trous fonctionnels, (c) : 6 trous fonctionnels, (d) : 12 trous fonctionnels, (e) : 14 trous fonctionnels, (f) : 16 trous fonctionnels.
- Figure 4.10 :** Décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du capteur en fonction de l'indice de réfraction du  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  pour différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnels ( $N = 2, 4, 6, 12, 14$  et  $16$ ).
- Figure 4.11 :** Décalage de la longueur d'onde de résonance et la sensibilité de masse en fonction du nombre de trous fonctionnels  $N$ .
- Figure 4.12 :** Longueur d'onde de résonance en fonction du facteur local de champ magnétique  $\alpha_{\parallel}$  pour différents nombre de trous fonctionnels  $N$ .
- Figure 4.13 :** Variations de (a) la sensibilité  $S$  et FWHM, (b) facteur de mérite en fonction du nombre de trous fonctionnels ( $N$ ).
- Figure 4.14 :** Spectres de transmission du capteur montrant le décalage de la longueur d'onde en fonction du facteur de champ magnétique local  $\alpha_{\parallel}$  pour  $N = 12$ .
- Figure 4.15 :** Variation de la largeur de la BIP en fonction du rayon des trous d'air ( $r$ ) et de l'épaisseur ( $e$ ).
- Figure 4.16 :** Variation de la longueur d'onde centrale de la BIP en fonction du rayon des trous d'air  $r$  et de l'épaisseur ( $e$ ).
- Figure 4.17 :** Diagramme de dispersion de la structure à CMPHs 2D planaire formée par un réseau triangulaire des trous d'air dans YIG, déposée sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , calculé par le logiciel BandSOLVE, pour  $r = 0.355a$  et  $e = 1.2a$ .
- Figure 4.18 :** Structure du guide d'ondes à CMPH 2D planaire indépendant de la polarisation, formée par un réseau triangulaire des trous d'air dans YIG, déposée sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

- Figure 4.19 :** Simulation par le logiciel BeamPROP de la conversion de mode dans le guide d'ondes à CMPH 2D planaire indépendant de la polarisation (YIG/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) en fonction de différentes valeurs de la gyrotropie, avec différents rayons de trous d'air: **(a)**  $g = 0$ , **(b)**  $g = 0.1$ , **(c)**  $g = 0.2$ , **(d)**:  $g = 0.3$ , **(e)**:  $g = 0.4$ , et **(f)**:  $g = 0.5$ .
- Figure 4.20 :** Variation de l'indice effectif et de la rotation de Faraday en fonction de la gyrotropie.
- Figure 4.21 :** Variation de la biréfringence modale en fonction de la gyrotropie.
- Figure 4.22 :** Profil d'indice de structure de la fibre MO à base de YIG.
- Figure 4.23 :** Influence du diamètre du cœur de la fibre magnéto-photonique de YIG et de la gyrotropie sur (a) le rendement de la conversion de mode, et (b) la longueur de couplage à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .
- Figure 4.24 :** Conversion de modes de la fibre magnéto-photonique constituée par un matériau de YIG à  $d = 10\mu\text{m}$  pour : (a)  $g = 0$ , (b) 0.01, (c) 0.02, (d) 0.03, (e) 0.04.
- Figure 4.25 :** **(a)** Variation de la rotation Faraday en fonction de la gyrotropie pour  $d = 10\mu\text{m}$ . **(b)** variation de la rotation de Faraday en fonction du diamètre du cœur pour différentes valeur de gyrotropie.
- Figure 4.26 :** Profil d'indice de structure FCMP.
- Figure 4.27 :** Variation du rendement de la conversion de mode en fonction de la période  $a$ , pour différentes valeurs du diamètre de trous  $d$ , pour  $g = 0.01$  à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .
- Figure 4.28 :** Conversion de modes de la fibre magnéto-photonique constituée par un matériau de YIG : (a) :  $g = 0$ , (b) :  $g = 0.01$ , (c) :  $g = 0.015$ , (d) :  $g = 0.02$ , (e) :  $g = 0.025$ , (f) :  $g = 0.03$ , (g) :  $g = 0.035$ , (h) :  $g = 0.04$ .
- Figure 4.29 :** Influence de la gyrotropie sur (a) le rendement de la conversion de mode, et (b) la longueur de couplage du MFPC à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .
- Figure 4.30 :** Variation de l'indice effectif en fonction de la gyrotropie.
- Figure 4.31 :** Variation de la rotation de Faraday et la birefringence modale en fonction de la gyrotropie.

---

## Liste des tableaux

---

**Tableau 1.1 :** Susceptibilité magnétique des principaux types de matériaux magnétiques.

**Tableau 2.2 :** quelques structures étudiées théoriquement et expérimentalement pour les cristaux magnéto photoniques 1D.

**Tableau 4.1 :** Indice de réfraction de fluide magnétique à différentes concentrations de fraction volumique des nanoparticules magnétiques. Les nanoparticules magnétiques sont de la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) et le liquide porteur est le kérosène.

**Tableau 4.2 :** Comparaison du capteur proposé avec d'autres conceptions similaires (littérature).

**Tableau 4.3:** Indice de réfraction du fluide magnétique pour différents facteurs de champ magnétique local  $\alpha$ .

**Tableau 4.4 :** Comparaison de l'isolateur à MPCF proposé avec d'autres conceptions similaires (littérature).

**Tableau 4.5 :** comparaison entre la fibre conventionnelle et la fibre à cristal photonique.

## Table des matières

Remerciements.....	i
Liste des acronymes.....	iii
Liste des figures .....	v
Liste des tableaux .....	xiii
Table des matières .....	xiv
Introduction générale.....	1

## Chapitre 1. Généralités et Concepts de Base sur les Cristaux Photoniques

Introduction .....	6
1.1 Définition .....	6
1.2 Analogie électron-photon.....	8
1.3 Caractéristiques des cristaux photoniques .....	9
1.3.1 Contraste d'indice .....	9
1.3.2 Facteur de remplissage .....	9
1.3.3 Réseaux directs et reciproques et zone de Brillouin irréductible.....	10
1.3.4 Vitesse de groupe et vitesse de phase .....	11
1.3.5 Lois d'échelle .....	12
1.3.6 Diagramme de bandes .....	12
1.3.7 Carte des bandes interdites .....	13
1.4 Différents types des cristaux photoniques.....	14
1.4.1 Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D (miroir de Bragg) .....	14
1.4.2 Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D .....	16
1.4.2.1 Structures "Tas de bois" .....	17
1.4.2.2 Structures "Opale" .....	18
1.4.3 Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D.....	18
1.5 Les cristaux photoniques 2D planaires .....	19
1.5.1 Approche membrane ou substrat.....	21
1.5.1.1 Fort contraste d'indice (approche membrane) .....	21
1.5.1.2 Faible contraste d'indice (approche substrat) .....	22
1.6 Les défauts dans un cristal photonique : .....	23
1.6.1 Défauts dans les cristaux photoniques 1D : .....	23

1.6.2	Défauts dans les cristaux photoniques 2D et 3D :.....	24
1.6.2.1	Les cavités à cristaux photoniques (défauts ponctuels) : .....	24
1.6.2.2	Les guides à cristaux photoniques (Défauts étendus) .....	25
1.6.2.2.1	Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques.....	28
1.6.2.2.2	Influence du défaut sur le diagramme de dispersion.....	29
1.6.2.2.3	Intérêts du guide à cristal photonique .....	30
1.6.2.3	Défauts couplés .....	30
1.7	Fibres optiques .....	31
1.7.1	Fibres optiques conventionnelles .....	31
1.7.2	Fibres à cristaux photoniques (nouvelle classe de guides d'ondes optiques).....	32
	Conclusion.....	33
	Références du chapitre 1 .....	33

## **Chapitre 2. Matériaux et Composants Magnéto-Optiques et Cristaux Magnéto-Photoniques**

	Introduction .....	37
2.1	Milieux anisotropes et milieux biréfringents .....	37
2.2	Effets magnéto-optiques .....	38
2.3	Tenseur de permittivité diélectrique .....	39
2.4	Principaux effets magnéto-optiques .....	40
2.4.1	Effet Faraday (Rotation Faraday) .....	40
2.4.2	Effets Cotton-Mouton et Voigt.....	42
2.4.3	Effet Kerr .....	42
2.5	Théorie de la conversion de mode .....	43
2.6	Les matériaux magnétiques .....	45
2.6.1	Classification des matériaux selon leurs propriétés magnétiques.....	46
2.6.1.1	Matériaux magnétiques durs.....	48
2.6.1.2	Matériaux magnétiques doux.....	49
2.7	Matériaux magnéto-optiques .....	50
2.7.1	Matériaux transparents.....	50
2.7.2	Matériaux réflecteurs .....	50
2.8	Les Ferrites .....	50
2.8.1	Les grenats ferrimagnétiques .....	51
2.8.1.1	Grenat de Fer et d'Yttrium .....	52



2.8.2	Les spinelles.....	52
2.8.3	La magnétite (Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> ) .....	53
2.9	Fluides magnétiques : .....	54
2.9.1	Propriétés optiques.....	55
2.9.2	Applications .....	55
2.10	L'isolateur optique : .....	57
2.10.1	Principe de fonctionnement d'un isolateur .....	57
2.10.2	Les types des isolateurs : .....	59
2.10.2.1	Isolateurs intégrés à rotation .....	59
2.10.2.2	Isolateurs intégrés à déphasage.....	60
2.11	Les cristaux magnéto-photoniques .....	61
2.11.1	Les cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels .....	61
2.11.2	Les cristaux magnéto-photoniques bidimensionnels .....	63
2.11.3	Les cristaux magnéto-photoniques tridimensionnels.....	66
2.12	Circulateur magnéto-photoniques.....	67
	Conclusion.....	69
	Références du chapitre 2 .....	69

## **Chapitre 3. Méthodes et Outils de Simulation Numérique**

	Introduction .....	77
3.1	Aperçu du logiciel RSoft Photonics Suite.....	77
3.2	Le simulateur « BandSOLVE » .....	78
3.3	Méthode des ondes planes.....	79
3.4	Le simulateur « Fullwave » .....	82
3.5	Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) .....	82
3.5.1	Schéma de Yee .....	83
3.5.2	Conditions de stabilité numérique et convergence.....	85
3.5.3	Conditions aux limites.....	85
3.6	Le simulateur «BeamPROP» .....	88
3.7	La méthode de propagation de faisceau .....	90
3.8	Utilisation du BeamPROP.....	91
3.8.1	Domaine de calcul et grille .....	91
3.8.2	Domain Min et Domain Max .....	92
3.8.3	Taille de la grille .....	92

3.8.4	Conditions aux limites.....	92
3.8.5	Options de polarisation et grand-angle .....	92
3.8.6	Définir le champ de lancement .....	93
	Conclusion.....	93
	Références du chapitre 3 .....	94

## Chapitre 4. Résultats et interprétations

	Introduction .....	96
4.1	Capteur de champ magnétique basé sur un guide- cavité L4 couplés à CPh 2D .....	97
4.1.1	Description de la structure étudiée .....	97
4.1.2	La bande interdite photonique : .....	98
4.1.3	Méthodologie et optimisation de la structure .....	99
4.1.3.1	L'influence de la taille de la cavité .....	100
4.1.3.2	Influence de la taille des trous .....	100
4.1.4	La structure optimisée .....	102
4.1.5	Détection de la concentration de champ magnétique.....	103
4.1.5.1	Influence du nombre de trous fonctionnels .....	104
4.1.6	Détection du champ magnétique externe appliqué He.....	107
4.1.6.1	Principe et propriété de la détection .....	107
4.1.6.2	Résultats de détection et discussion .....	108
4.2	Etude des propriétés magnéto-optiques des isolateurs optiques .....	111
4.2.1	Guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation YIG/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	112
4.2.2	Optimisation de la BIP complète dans un MPC 2D planaire YIG/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	113
4.2.2.1	Influence du rayon des trous d'air et de l'épaisseur sur la largeur et la position de la BIP complète	113
4.2.2.2	Bande interdite photonique complète.....	114
4.2.3	Guide d'onde à MPC 2D planaire indépendant de polarisation YIG/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	115
4.2.4	Résultats et discussion.....	116
4.2.4.1	Influence de la gyrotropie sur la conversion de mode .....	116
4.2.4.2	Influence de la gyrotropie sur l'indice effectif et la rotation de Faraday .....	118
4.2.4.3	Influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale.....	118
4.3	Analyse théorique d'un isolateur optique basé sur la conversion de mode dans une fibre conventionnelle de YIG .....	119
4.3.1	Influence de la gyrotropie et du diamètre du cœur sur la conversion de mode TE-TM	120

4.3.2	Variation de la rotation de Faraday .....	121
4.4	Conception d'un isolateur optique à base de fibre à cristal magnéto-photonique ....	122
4.4.1	Conception de base et l'optimisation de la structure .....	123
4.4.2	Analyse des propriétés magnéto-optiques.....	124
4.4.2.1	Influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday et la biréfringence modale....	126
	Conclusion.....	128
	Références .....	130
	Conclusion générale .....	137
	Publications et communications .....	140

---

# **Introduction générale**

---

## Introduction générale

---

Les cristaux photoniques sont des microstructures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions [1]. L'intégration de ces structures à l'échelle microscopique permet de diminuer la taille du composant et réduit les coûts [2,3]. Les propriétés de ces structures sont essentiellement liées à l'existence de bandes interdites photoniques qui empêchent la propagation des ondes quelle que soit la direction de l'onde incidente et créent des modes localisés qui confinent l'énergie optique. La notion de cristaux photoniques a été introduite pour la première fois par E. Yablonovitch [4] et S. John [5], qui ont combiné les outils de l'électromagnétisme classique et de la physique du solide, afin de réaliser une bande interdite électromagnétique omnidirectionnelle [6]. En 1991, la première structure avec une bande interdite photonique est fabriquée, en perçant des trous dans un diélectrique selon trois angles différents [7]. En introduisant un défaut (ponctuel ou linéaire ou les deux) dans un cristal photonique, la continuité de la bande interdite est brisée et la propagation de la lumière peut être localisée dans la région du défaut, ce qui permet de créer des états résonants dans la bande interdite photonique. Par conséquent, les états de défauts pourraient être ajustés selon l'intérêt de la conception. Ces fonctionnalités fournissent une nouvelle dimension dans la capacité de contrôler ou de modeler les propriétés de la lumière [8][9]. Le guide d'onde est l'élément fondamental des circuits photoniques intégrés. Un guide d'onde simple est créé par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous. En conséquence, la lumière qui se propage dans le guide d'ondes avec une fréquence située dans la bande interdite du cristal est dirigée le long du défaut, ce qui permet de guider la lumière d'un endroit à l'autre [9,10]. D'autre part, le couplage entre un guide d'onde et une cavité permet l'apparition des pics supplémentaires de transmission dans la bande interdite, donc la création de nouvelle structure.

Une des applications des cristaux photoniques de grand intérêt est la réalisation de capteurs photoniques. Ce domaine de recherche est très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, de leur haute sensibilité spectrale. Les capteurs à base de guide d'ondes à cristaux photoniques couplés avec des cavités résonantes [11,12] offrent plusieurs avantages en termes de sensibilité de facteur de qualité élevé, ainsi que le choix de matériaux et la capacité de mesure parallèle [13,14].

D'autre part, un grand nombre d'études théoriques et expérimentales ont été effectuées sur des capteurs de champs magnétique à base de magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) [15,16], en raison de leurs propriétés magnétiques obtenues grâce à la combinaison des particules magnétiques solides et de la fluidité du liquide, ainsi que leur faible coût et leur disponibilité dans la nature [17]. En absence d'un champ magnétique, la magnétite est isotrope, cependant, lorsqu'un champ magnétique est appliqué, elle devient biréfringente. Par conséquent les particules sont optiquement anisotropes [18]. L'importance de ces effets dépend de plusieurs paramètres : Type de ferrofluides, taille nanométrique des particules, champ magnétique appliqué, longueur d'onde de la lumière, fraction de volume des particules, etc... [19]. De plus, l'indice de réfraction de la magnétite peut être modifié en ajustant la force du champ magnétique appliqué, cet indice est linéairement proportionnel au champ appliqué [20,21].

Par ailleurs, afin de répondre aux besoins des télécommunications, de nombreuses voies sont explorées pour développer des composants d'optique intégrée à effet magnéto-optiques. La combinaison des propriétés physiques du cristal photonique et les propriétés magnéto-optiques donne naissance à des nouveaux composants appelés cristaux magnéto-photoniques dont les matériaux constitutifs sont magnétiques. Ces composants présentent des propriétés optiques et magnéto-optiques uniques. Le principe de fonctionnement est basé sur la non-réciprocité de l'effet Faraday [22]. La clé de la plupart des recherches est la conversion de mode TE-TM non-réciproque [23], cette technique consiste à réaliser, sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à la direction de propagation, un couplage entre les modes TE et TM. Ce dernier apparaît par suite de l'existence de termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité et il est utilisé pour réaliser des isolateurs optiques. L'isolateur optique permet de protéger les sources laser en transmettant la lumière dans un seul sens, et ainsi d'améliorer les performances des systèmes. Ils sont réalisés généralement en guide d'onde ou en technologie planaire, selon les domaines d'applications et les niveaux de puissance qu'ils doivent supporter [24]. De plus, le grenat de fer et d'yttrium (YIG) [25,26] est parmi les matériaux les plus couramment utilisés pour réaliser des isolateurs optiques non-réciproques [27,28].

Dans cette thèse, nous allons présenter un travail concernant l'étude et la conception de nouveaux éléments et de structures magnétiques à base des cristaux photoniques pour exalter les effets non-réciproques et concevoir des détecteurs magnétiques performants.

Ce mémoire de thèse comporte quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à un rappel général des notions de bases liées aux cristaux photoniques. Nous présentons ensuite le phénomène d'ouverture de bandes interdites photoniques. Puis, nous étudions les différents types de cristaux photoniques, notamment les cristaux photoniques bidimensionnels. Nous aborderons par la suite les cristaux photoniques avec défauts et leur principe de guidage et les différents types de cavités et de guides. Nous verrons ensuite quelques principales caractéristiques et applications de ces cavités. Nous terminons ce chapitre par un aperçu sur les fibres optiques conventionnelles et celles à cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les propriétés des matériaux magnéto-optiques et magnétiques. Nous commençons par l'étude des milieux anisotropes et les effets magnéto-optiques ainsi que le tenseur de la permittivité diélectrique. Nous verrons ensuite les différents types de matériaux magnétiques et magnéto-optiques et leurs classifications, notamment les ferrites. En plus, nous exposons le phénomène de conversion de modes dans les isolateurs optiques. Par la suite, l'état de l'art dans le domaine des cristaux magnéto-photonique sera présenté en soulignant principalement les travaux concernant l'étude de l'effet Faraday. Nous achèverons ce chapitre avec une description brève des nanoparticules magnétiques, en particulier les magnétites, et leurs applications dans le domaine des télécommunications.

Le troisième chapitre est dédié aux outils de modélisation des cristaux photoniques et magnéto-photoniques. Nous abordons les principales méthodes numériques utilisées pour la conception et l'optimisation des dispositifs photoniques. Nous présentons les logiciels FULLWAVE, BandsOLVE, et BeamPROP, utilisés pour modéliser les structures étudiées. Le BandsOLVE est utilisé pour présenter les propriétés de diagramme de bandes, il est basé sur la méthode des ondes planes (PWE). Le simulateur Fullwave, est utilisé pour observer l'évolution du champ

en fonction du temps et d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure en utilisant la méthode des différences finies temporelles (FDTD). Finalement, le simulateur BeamPROP est présenté ainsi qu'une description générale de la méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Méthode, BPM).

Le quatrième chapitre est quant à lui consacré à l'étude numérique des capteurs de champ magnétiques ainsi que les dispositifs magnéto-photoniques à cristaux photoniques.

Dans la première partie, nous présentons la conception et la modélisation d'un capteur de champ magnétique à cristal photonique basé sur un couplage guide-cavité infiltré par la magnétite. En premier lieu, nous avons sélectionné les paramètres qui permettent l'ouverture d'une large bande interdite photonique dans la gamme des fréquences souhaitées. Par la suite, nous analysons l'influence des paramètres structurels sur le facteur de qualité, la transmission et la longueur d'ondes de résonance. Nous évaluons les performances de détection en fonction du nombre des trous fonctionnels en infiltrant des différentes concentrations de  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  ainsi que les différents facteurs local des champs magnétiques appliqués. Le décalage de la longueur d'onde de résonance est observé et la détection du champ magnétique est donc réalisée. Les propriétés optiques de ce capteur sont numériquement déterminées en effectuant des simulations à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel 2D.

La deuxième partie du travail concerne l'étude d'un guide d'ondes indépendant de la polarisation, basé sur un cristal magnéto-photonique planaire de YIG, développé sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . L'objectif de ce travail est d'optimiser les paramètres structurels et physiques de la structure pour améliorer les propriétés magnéto-optiques et obtenir une bande interdite photonique complète. Ensuite nous analysons le phénomène de la non-réciprocité, en étudiant l'influence de la gyrotropie sur les propriétés physiques du dispositif en utilisant le logiciel BeamPROP basé sur la méthode de propagation de faisceau.

Par la suite, nous étudions les fibres magnéto-optiques conventionnelles à base de YIG. Ces simulations ont pour objectifs d'obtenir un effet non-réciproque et de déterminer les propriétés magnéto-optique de la structure. Le diamètre du cœur et la gyrotropie sont considérés pour examiner leur effet sur le rendement de la conversion de mode, la longueur du couplage et la rotation de Faraday.

En dernier, nous effectuons une étude sur les fibres à cristaux magnéto-photoniques basée sur le YIG/GGG. Les paramètres géométriques sont optimisés pour minimiser les pertes. L'efficacité de la conversion de mode ainsi que les propriétés magnéto-optiques en fonction de la gyrotropie sont examinés, deux paramètres doivent être contrôlés : la biréfringence modale et la rotation Faraday.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale.

## Références de l'introduction générale

- [1] K. Liu, L. Shen, and S. He, "One-way edge mode in a gyromagnetic photonic crystal slab," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 19, p. 4110, 2012.
- [2] H. Altug, "Physics and Applications of Photonic Crystal Nanocavities," Thèse de

- doctorat, Stanford University, 2006.
- [3] I. Alvarado-rodriguez, “Fabrication of Two-Dimensional Photonic Crystal Single-Defect Cavities and their Characterization by Elastic Scattering,” Thèse de doctorat, Université de Californie, 2003.
  - [4] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, 1987.
  - [5] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, 1987.
  - [6] E. A. Diwan, “Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt : influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l’effet Faraday,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2014.
  - [7] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295–2298, 1991.
  - [8] X. Shi, “Design , Fabrication and Characterization of One Dimensional Photonic Crystal Devices,” Thèse de doctorat, Bath university, 2007.
  - [9] R. Dey, “Optical Power Splitting Techniques Using Photonic Crystal Line Defect Waveguides,” Thèse de doctorat, Western University, 2011.
  - [10] R. D. M. John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, *photonic Crystals: Modeling the flow of light*, Princeton. 2008.
  - [11] D. Q. Yang, H. P. Tian, and Y. F. Ji, “Nanoscale photonic crystal sensor arrays on monolithic substrates using side-coupled resonant cavity arrays,” *Opt. Express*, vol. 19, pp. 20023–20034, 2011.
  - [12] L. J. Huang, H. P. Tian, J. Zhou, and Y. F. Ji, “Design low crosstalk ring-slot array structure for label-free multiplexed sensing,” *Sensors*, vol. 14, pp. 15658–15668, 2014.
  - [13] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, and G. Jin, “Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure,” *Opt. Commun.*, vol. 281, pp. 1725–1731, 2008.
  - [14] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Q. Liu, P. Zhang, and Y. Ji, “Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring-slot structure,” *Opt. Commun.*, vol. 335, pp. 73–77, 2015.
  - [15] Y. Zhao, Y. Zhang, and R. Lv, “Simultaneous Measurement of Magnetic Field and Temperature Based on Magnetic Fluid-Infiltrated,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 64, no. 4, pp. 1055–1062, 2015.
  - [16] J. Li, R. Wang, J. Wang, B. Zhang, Z. Xu, and H. Wang, “Novel magnetic field sensor based on magnetic fluids infiltrated dual-core photonic crystal fibers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, no. 2, pp. 100–105, 2014.
  - [17] L. Blaney, “Magnetite ( Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ): Properties , Synthesis , and Applications,” *Lehigh Rev.*, vol. 15, pp. 32–81, 2007.
  - [18] J. Browaeys, “Les ferrofluides : ondes de surface , résistance de vague et simulation de la convection dans le manteau terrestre,” Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris, 2004.
  - [19] L. M. Redha, “L’accord de phase de modes dans un guide d’ondes.,” Thèse de doctorat,



- Université des Frères Mentouri, Constantine1, 2008.
- [20] H. E. Horng, C. Hong, S. Y. Yang, and H. C. Yang, “Designing the refractive indices by using magnetic fluids,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, p. 2434, 2003.
- [21] Y. F. Chen, S. Y. Yang, W. S. Tse, H. E. Horng, C. Y. Hong, and H. C. Yang, “Thermal effect on the field-dependent refractive index of the magnetic fluid film,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 20, pp. 3481–3483, 2003.
- [22] N. Dissanayake, “Magneto-photonic crystals for optical sensing applications,” Thèse de doctorat, Michigan technological university, 2013.
- [23] H. Hemme, H. Dobtsch, and H. . Menzler, “Optical isolator based on mode conversion in magnetic garnet films,” *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 18, pp. 3811–3817, 1987.
- [24] F. Parsy, “Contribution à l’intégration d’un isolateur optique sur verre : Fonctions réciproques et non réciproques de contrôle de la polarisation,” Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.
- [25] V. Sharma, J. Saha, S. Patnaik, and B. K. Kuanr, “Synthesis and characterization of yttrium iron garnet (YIG) nanoparticles - Microwave material,” *AIP Adv.*, vol. 7, no. 5, 2017.
- [26] D. D. Stancil and A. Prabhakar, “Electromagnetic Waves in Anisotropic-Dispersive Media,” *Spin Waves*, pp. 111–137, 2009.
- [27] B. J. H. Stadler and T. Mizumoto, “Integrated magneto-optical materials and isolators: A review,” *IEEE Photonics J.*, vol. 6, no. 1, 2014.
- [28] Y. Shoji and T. Mizumoto, “Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 15, pp. 014602–10, 2014.

---

**Chapitre 1.**  
**Généralités et concepts de**  
**base sur les cristaux**  
**photoniques**

---

## Chapitre 1.

### Généralités et Concepts de Base sur les Cristaux Photoniques

#### Sommaire

Introduction .....	6
1.1 Définition.....	6
1.2 Analogie électron-photon .....	8
1.3 Caractéristiques des cristaux photoniques .....	9
1.3.1 Contraste d'indice .....	9
1.3.2 Facteur de remplissage .....	9
1.3.3 Réseaux directs et reciproques et zone de Brillouin irréductible .....	10
1.3.4 Vitesse de groupe et vitesse de phase.....	11
1.3.5 Lois d'échelle .....	12
1.3.6 Diagramme de bandes .....	12
1.3.7 Carte des bandes interdites .....	13
1.4 Différents types des cristaux photoniques .....	14
1.4.1 Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D (miroir de Bragg).....	14
1.4.2 Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D .....	16
1.4.2.1 Structures "Tas de bois".....	17
1.4.2.2 Structures "Opale" .....	18
1.4.3 Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D.....	18
1.5 Les cristaux photoniques 2D planaires .....	19
1.5.1 Approche membrane ou substrat.....	21
1.5.1.1 Fort contraste d'indice (approche membrane) .....	21
1.5.1.2 Faible contraste d'indice (approche substrat).....	22
1.6 Les défauts dans un cristal photonique :.....	23
1.6.1 Défauts dans les cristaux photoniques 1D : .....	23
1.6.2 Défauts dans les cristaux photoniques 2D et 3D :.....	23
1.6.2.1 Les cavités à cristaux photoniques (défauts ponctuels) :.....	24
1.6.2.2 Les guides à cristaux photoniques (Défauts étendus).....	25
1.6.2.2.1 Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques.....	28
1.6.2.2.2 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion .....	29
1.6.2.2.3 Intérêts du guide à cristal photonique .....	30

1.6.2.3 Défauts couplés.....	30
1.7 Fibres optiques.....	30
1.7.1 Fibres optiques conventionnelles .....	31
1.7.2 Fibres à cristaux photoniques (nouvelle classe de guides d'ondes optiques) .....	32
Conclusion.....	33
Références du chapitre 1 .....	33

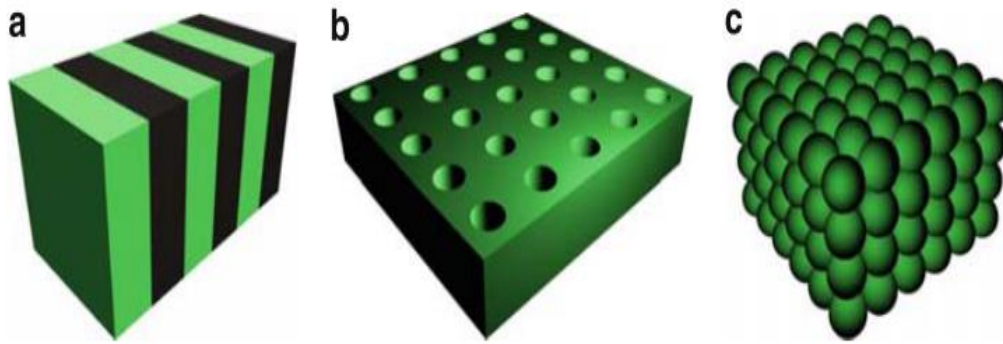
## Introduction

Les cristaux photoniques (CPhs), qui sont l'analogie électromagnétique des cristaux semi-conducteurs, ont suscité la conception des circuits intégrés photoniques. L'intégration de ces structures à l'échelle microscopique permet de diminuer la taille du composant, réduit les coûts et permet une complexité optique considérable [1,2]. La propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu périodique (miroir de Bragg) a été initialement étudiée par Lord Rayleigh en 1887 [3]. Cependant, ce n'est que cent ans plus tard quand Eli Yablonovitch [4] et Sajeev John [5] ont combiné les outils de l'électromagnétisme classique et de la physique du solide, que la bande interdite électromagnétique omnidirectionnelle a été explorée pour les CPhs à deux et trois dimensions, dans le but de contrôler et localiser la lumière dans les défauts d'un réseau périodique de dimensions appropriées [6]. En 1991, la première structure avec une bande interdite photonique est fabriquée, en perçant des trous dans un diélectrique selon trois angles différents [7,8]. Dans ce contexte, on retrouve comme application plusieurs dispositifs comme les miroirs de Bragg ou les filtres diélectriques de Fabry-Pérot qui ont des propriétés de réflexion et de transmission uniques.

L'objectif de ce premier chapitre est d'exposer les bases théoriques des cristaux photoniques, en nous appuyant sur une revue non exhaustive de leurs différents types ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Dans un premier temps, nous rappelons de manière succincte l'analogie électrons-photons. Nous nous attardons par la suite sur l'étude du phénomène d'ouverture de bandes interdites photoniques, puis, nous étudierons les différents types de cristaux photoniques, et notamment les cristaux photoniques bidimensionnels. Nous nous focalisons dans une seconde partie sur la technique de confinement de la lumière dans les différents types des guides et cavités à base des cristaux photoniques, c'est-à-dire, la notion des défauts. Nous verrons ensuite quelques principales caractéristiques et applications de ces cavités. Nous terminons ce chapitre par un aperçu sur les fibres optiques conventionnelles et à cristaux photoniques.

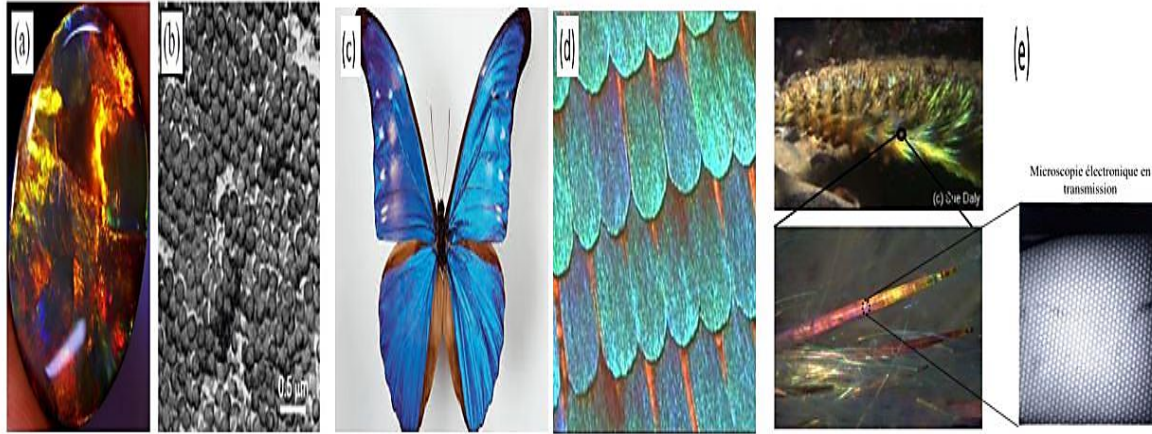
### 1.1 Définition

Les cristaux photoniques (CPhs) sont des microstructures diélectriques périodiques qui sont spécifiquement conçues pour interdire, manipuler, ou contrôler la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines fréquences [9]. En analogie avec les électrons dans un cristal, les photons se propagent dans la structure à une constante diélectrique modulée périodiquement. Il en résulte des bandes photoniques autorisées séparées par des bandes interdites photoniques (BIP) (dans le spectre de fréquence où la propagation est interdite). Selon la périodicité, les cristaux photoniques peuvent être unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D), ou tridimensionnels (3D). La figure 1.1 montre l'évolution de ces structures périodiques d'une à trois dimensions [1],[10].



**Figure 1.1:** Exemples de cristaux photoniques (a) unidimensionnels, (b) bidimensionnels et (c) tridimensionnels [11].

La définition de CPhs se réfère principalement aux structures artificielles. Cependant, des structures périodiques similaires sont observées dans la nature. Les couleurs magnifiques de certains animaux, plantes et pierres proviennent des interactions de la lumière avec les structures périodiques. L'opale naturelle (Figure 1.2 (a, b)) en est l'exemple le plus frappant, elles montrent une opalescence lumineuse qui change avec l'angle d'incidence. Auparavant, on croyait que cela était dû à l'absorption par des contaminants, des fissures internes ou des liquides emprisonnés. Au milieu des années 70, il a été démontré que l'opalescence provient de la diffraction de Bragg par des particules de silice emballées périodiquement. Les particules ont généralement des diamètres compris entre 200 et 600 nm [12]. La couleur bleue brillante des papillons *Morpho rhetenor* (Figure 1.2 (c, d)) dont les écailles sont formées de multicouches de cuticules et d'air, servent de réseaux de diffraction pour la lumière incidente. Selon l'angle d'incidence, la couleur passe du bleu au brun terne lorsque les ailes sont retournées [13,14]. Un autre exemple est l'apparence brillante des épines de la souris de mer (Figure 1.2 (e, f)). La colonne vertébrale est constituée de cylindres creux disposés de manière hexagonale dans une matrice de chitine qui ressemble à une fibre à CPh [15]. Les plumes de paon ne sont pas moins fascinantes, en particulier les motifs en forme d'œil soulignés d'un rectangle blanc. Les motifs sont formés par des barbules de couleurs différentes. Une barbule est constituée de cœurs d'air (3  $\mu\text{m}$ ) recouverts de couches de cortex. Le cortex contient une structure périodique 2D de bâtonnets de mélanine reliés par la kératine. La variation de l'espacement entre les tiges amène les barbules à afficher des couleurs différentes [16]–[18].



**Figure 1.2:** Exemples de cristaux photoniques naturels : (a) opale naturelle, (b) SEM de l'opale naturelle [3] (c) Image réelle du papillon Morpho rhetenor, (d) Images par microscopie électronique à transmission (TEM) montrant des coupes transversales à l'échelle des ailes de Morpho rhetenor [13], (e) image réelle de la souris de mer, (f) une de la colonne vertébrale de la souris de mer et l'image TEM correspondante de sa section transversale [19].

## 1.2 Analogie électron-photon

L'analogie électrons-photons résulte de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique [20].

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde  $\Psi$  d'un électron dans un potentiel  $V$  s'écrit :

$$\nabla^2 \Psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \Psi(r) \quad (1)$$

Où  $E$  est l'énergie de l'électron,  $m$  sa masse

$r$  : Vecteur position,  $\hbar$  : constante de Planck.

En régime linéaire l'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique dans un matériau est donnée par :

$$\nabla \times [\nabla \times E(r)] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(r) E(r) \quad (2)$$

Où  $\omega$  est la pulsation,  $\varepsilon_r$  la permittivité relative et  $c$  : la célérité de la lumière dans le vide.

L'équation (1) définit les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées. Alors que l'équation (2) détermine les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans un matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés. La comparaison entre ces deux équations, montre que la permittivité diélectrique relative  $\varepsilon_r(r)$  dans l'équation de Maxwell est

l'analogie du potentiel  $V(r)$  dans l'équation de Schrödinger, tandis que  $E(r)$  est l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde électronique  $\Psi(r)$ . La variation périodique de  $\varepsilon_r(r)$  conduit à l'apparition de BIPs pour les photons dans des domaines de fréquences  $\omega$  pour lesquels la lumière ne pourra pas se propager dans la structure. N'étant pas non plus absorbée, cette lumière sera réfléchie [21].

### 1.3 Caractéristiques des cristaux photoniques

Dans ce paragraphe nous introduisons quelques notions de base sur les cristaux photoniques.

#### 1.3.1 Contraste d'indice

Le contraste d'indice ( $n$ ) est le rapport entre l'indice de réfraction de la structure diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituant le réseau. un contraste d'indice élevé est nécessaire pour obtenir une bande interdite plus large [22].

Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice est donné par [23]

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (3)$$

Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et ceux des motifs [24].

$$\Delta_n = n_H - n_L \quad (4)$$

avec :

$n_H$  : L'indice de réfraction du matériau de haut indice.

$n_L$  : L'indice de réfraction du matériau de faible indice.

#### 1.3.2 Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage ( $f$ ) est le rapport entre le volume occupé par un matériau dans la cellule élémentaire du cristal photonique et le volume de la cellule élémentaire, Pour une structure bidimensionnelle composée de trous d'air percés dans un réseau diélectrique,  $f$  désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré: [24].

$$f = \frac{A_{motif}}{A_{maille\ élémentaire}} \quad (5)$$

Pour un réseau unidimensionnel il désigne le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période du réseau.

$$f = \frac{e_H}{e_H + e_L} \quad (6)$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon  $r$  dans un cristal carré de période  $a$ , le facteur de remplissage est donné par :



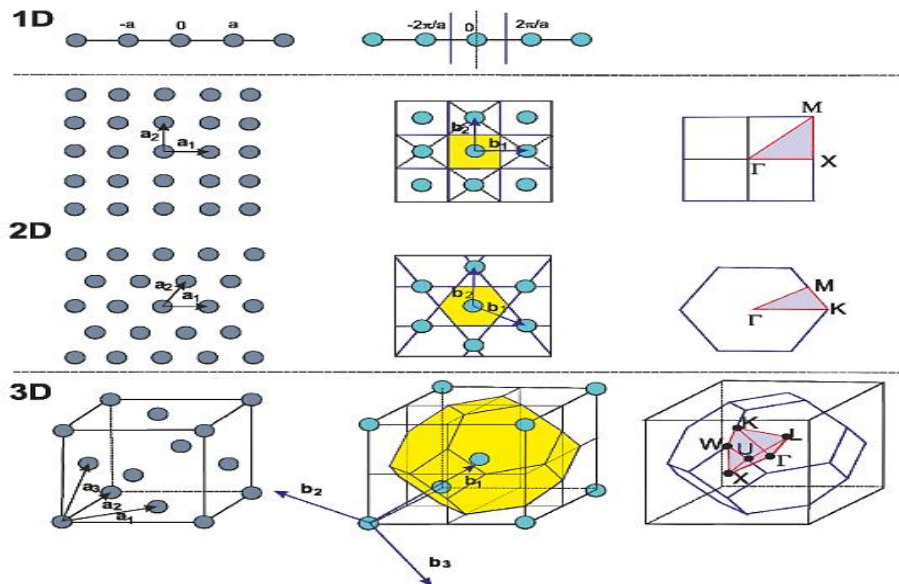
$$f = \pi \left( \frac{r}{a} \right)^2 \quad (7)$$

Dans le cas de motifs triangulaire de rayon  $r$  dans un cristal triangulaire de période  $a$ , le facteur de remplissage est défini comme suit: [25]

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left( \frac{r}{a} \right)^2 \quad (8)$$

### 1.3.3 Réseaux directs et reciproques et zone de Brillouin irréductible

Un réseau réciproque est obtenu en traçant les lignes reliant un nœud donné à tous ses voisins, ensuite on trace les médiatrices de ces segments. La Figure 1.3 montre une représentation graphique d'un espace réel et réciproque, de la première zone de Brillouin et de la zone de Brillouin irréductible pour des cristaux photonique 1D, 2D et 3D. La première zone de Brillouin (ZB) est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont plus proches de l'origine par rapport aux autres nœuds du réseau. Dans le cas d'un matériau isotrope, cette zone est réduite aux parties encadrées en jaune sur la Figure 1.3 (au milieu). Elles sont nommées zones de Brillouin irréductibles, ces zones représentent la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque [24],[26]. Nous prenons l'exemple d'un cristal photonique bidimensionnel (Figure 1.3(b)), pour un réseau carré, ZB est un carré dont le centre est le point  $\Gamma$ . La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle  $\Gamma M X$  dont la surface est 1/8 de celle de ZB. Pour un réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle  $\Gamma M K$  dont la surface est 1/12 de celle de ZB.



**Figure 1.3:** Réseaux directs (à gauche), les réseaux réciproques (au milieu) et la ZB correspondant (à droite), des cristaux photoniques (a) 1D, (b) 2D et (c) 3D [18].

### 1.3.4 Vitesse de groupe et vitesse de phase

La vitesse de groupe ( $v_g$ ), connue aussi par vitesse de propagation de la lumière, est déterminée par la pente de la courbe de dispersion. Dans un milieu homogène, isotrope et linéaire, les ondes se propagent toutes de façon similaire, leurs vitesses de groupe et de phase sont égales et leurs courbes de dispersion sont des droites. En revanche, dans le cas des cristaux photoniques, plusieurs régimes sont distingués. On prend le cas d'un cristal photonique unidimensionnel, lorsque  $k$  est loin des valeurs  $k = \pm n\pi/a$ , la lumière ne subit pas de réflexions constructives à chaque interface et elle voit un milieu de permittivité effective égale à la permittivité moyenne de la structure. La courbe de dispersion est une droite. Par contre, autour de ces valeurs, les photons subissent la modulation d'indice et leur vitesse de propagation diminue : les courbes de dispersion s'aplatissent. Cette propagation lente des photons permet d'augmenter le temps d'interaction lumière-matière. Cette vitesse est primordiale pour comprendre les propriétés optiques des CPhs [27].

D'autre part, la vitesse de phase est la vitesse de déplacement d'un point de l'espace. Pour une phase s'exprimant par :

$$\varphi(x, t) = \omega t - kx + \varphi_0 \quad (9)$$

La vitesse de phase est donc :

$$v_\varphi = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (10)$$

Afin de relier les vitesses de groupe et de phase, on passe dans l'espace des longueurs d'ondes.

$$v_g = \left( \frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (11)$$

Avec :

$$\omega = kv_\varphi \quad (12)$$

Et on arrive à la formule de Rayleigh :

$$v_g = v_\varphi - \lambda \frac{\partial v_\varphi}{\partial \lambda} \quad (13)$$

Pour le cas d'un système homogène,  $v_g = v_\varphi$  lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, pas de dispersion.

D'après la formule (11), la vitesse de groupe peut être positive ou négative. Dans le cas d'un cristal photonique à 2D ou 3D, la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{k}}(\omega) \quad (14)$$

Dans ce cas, la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface iso-fréquence ( $\omega(k) = \omega$ ). Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie [23],[25].

### 1.3.5 Lois d'échelle

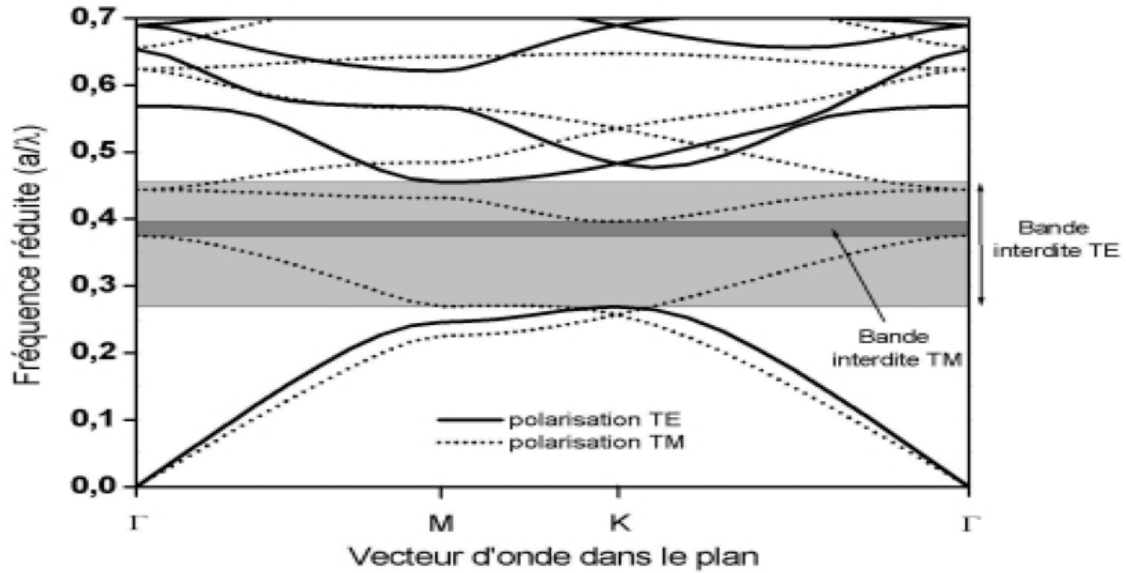
Supposons un cristal B soit créé à partir d'un cristal A par multiplication de ses dimensions par un facteur  $s$  réel. Les propriétés optiques du cristal B peuvent être obtenues à partir de celle du cristal A par la transformation  $\lambda \rightarrow s\lambda$ . Les relations de dispersion des cristaux photoniques sont souvent représentées en unités normalisées par la période du réseau réel  $a$ . Dans ce cas, la fréquence  $\omega_r$  et le vecteur d'onde normalisés  $k_r$  sont donnés par les relations suivantes [28]:

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (15)$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (16)$$

### 1.3.6 Diagramme de bandes

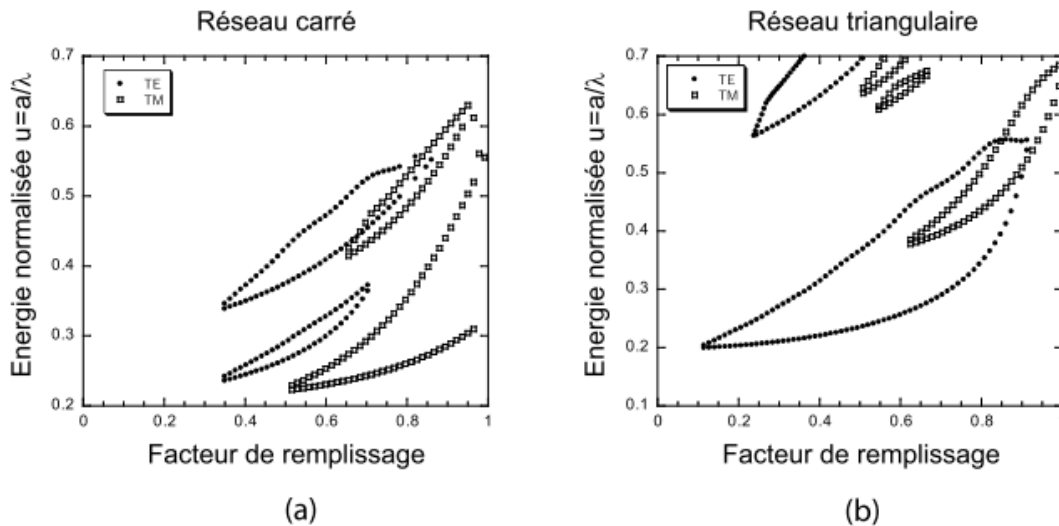
Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans un réseau périodique en fonction du vecteur d'onde le long des directions de haute symétrie  $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$  et  $KM$  [23]. Autrement dit, il représente les modes possibles en fonction de la longueur d'onde et du vecteur d'onde. La Figure 1.4 représente un exemple d'une structure constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de diélectrique ( $\epsilon = 12$ ) pour un rapport  $r/a = 0.4$ , où  $r$  et  $a$  sont le rayon des trous et la période du réseau. La polarisation de la lumière joue un rôle important dans l'interprétation du diagramme de bande. En effet selon que l'on considère la polarisation TE (Transverse électrique : le champ E est perpendiculaire aux tiges) ou TM (Transverse magnétique : le champ E est parallèle aux tiges), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. Pour ce cas, une large bande interdite photonique apparaît pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM, lorsque les BIPs de ces deux polarisations se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite dans une seule direction du réseau. En effet, l'apparition de bandes interdites ainsi que leur largeur et leur position dépendent en particulier des paramètres géométriques de la structure [21]. L'ouverture de BIPs en polarisation TE est favorisée pour des structures connectées ayant un fort indice de réfraction. Tandis que l'ouverture d'une BIPs TM est plutôt favorisée si les zones de faible indices de réfraction sont connectées [29].



**Figure 1.4 :** Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation TE, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation TM [21].

### 1.3.7 Carte des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les limites de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage  $f$ . Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière.



**Figure 1.5 :** Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=12.25$ ) : (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire [30].

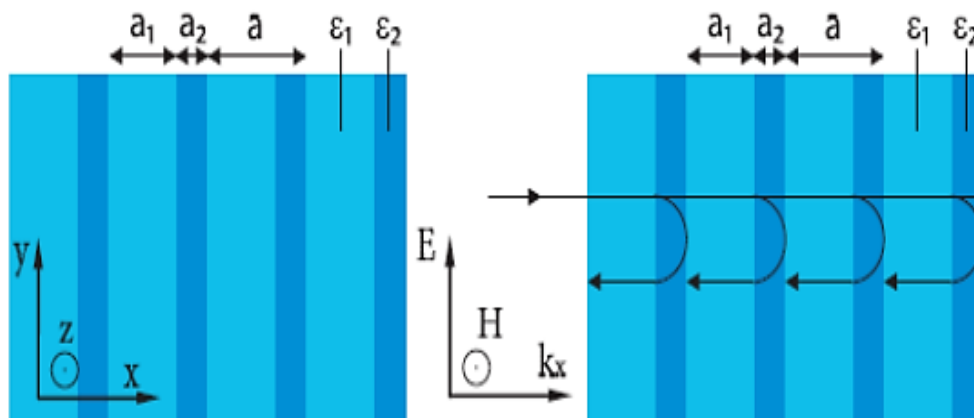
La Figure 1.5 montre les variations de la carte des bandes interdites en fréquence normalisée  $a/\lambda$  en polarisation TE et TM pour le réseau carré (a) et triangulaire (b) en fonction du rayon normalisé  $r/a$ . Pour le réseau carré de trous d'air dans un silicium (Figure 1.5(a)), les bandes

interdites s'ouvrent pour  $f = 0.35$  en polarisation TE et  $f = 0.50$  en polarisation TM. Pour le réseau triangulaire (Figure 1.5(b)), les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement pour  $f = 0.11$  et  $f = 0.63$ . Le réseau triangulaire est souvent privilégié pour confiner la lumière : les BIPs TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. La région de bande interdite complète est obtenue pour le réseau triangulaire et se situe dans la fenêtre d'énergie  $u = 0.37 - 0.56$ . on note que, les bords de BIPs se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente [30].

## 1.4 Différents types des cristaux photoniques

### 1.4.1 Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D (miroir de Bragg)

Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D) sont les plus anciens. Comme illustré sur la Figure 1.6 (a), le CPh le plus simple est constitué d'un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des permittivités ( $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ ) et d'épaisseurs ( $a_1$  et  $a_2$ ) différentes. Les bandes interdites de cette structure, sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde, afin d'obtenir un contrôle des bandes interdites quel que soit l'angle d'incidence, il faut étendre la périodicité de la structure à 2 ou 3 dimensions [23],[31]. Ce type de cristaux est utilisé dans une large gamme d'applications comportant des cavités de Fabry-Pérot, des filtres optiques...



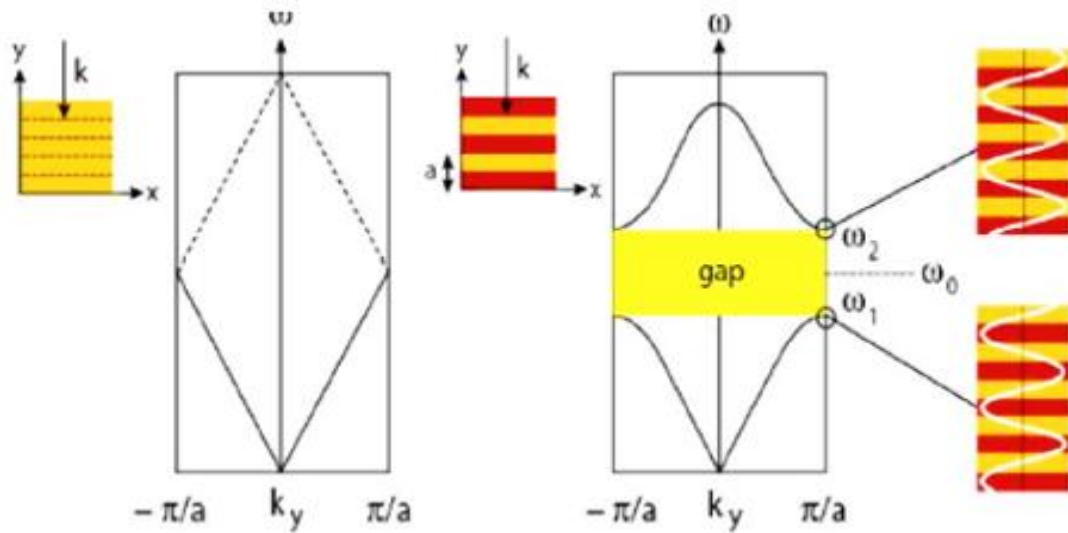
**Figure 1.6 :** (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg (b) Schémas des réflexions sur des mailles successives pour  $\lambda = \lambda_B$  (longueur d'onde de Bragg).

Contrairement aux CPhs à deux et à trois dimensions, la réflexion de Bragg se produit indépendamment du contraste d'indice (Figure 1.6 (b)). Bien qu'un grand nombre de périodes soit nécessaire pour obtenir une réflectance élevée, si le contraste est faible. Étant donné que l'absorption dans les matériaux optiques diélectriques est très faible, les miroirs fabriqués à partir de matériaux diélectriques sont extrêmement efficaces et peuvent être conçus pour refléter près de 100% de la lumière incidente dans une petite gamme de fréquences. La principale limitation de ces miroirs diélectriques est qu'ils ne fonctionnent que pour une gamme limitée d'angles proches de l'incidence normale.

Pour illustrer le phénomène d'apparition de BIPs et des propriétés qui en découlent, nous prenons l'exemple du miroir de Bragg classique (Figure 1.7). Soit une onde en incidence normale au cristal possédant un vecteur d'onde  $\vec{k}$ , si l'épaisseur de chaque couche est choisie de manière appropriée, le déphasage entre deux ondes réfléchies pour des périodes successives est alors de  $2ka$ . Tant que  $2ka$  est très différent de  $2\pi$ , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Aux bords de la zone de Brillouin ( $k$  compris entre  $-\frac{\pi}{a}$  et  $\frac{\pi}{a}$ ), les ondes réfléchies successivement sont en phase. L'onde incidente de vecteur  $\vec{k}$  donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde  $-\vec{k}$ . La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même pulsation  $\omega_0$ , engendrant deux états propres d'énergies distinctes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande interdite en fréquence pour une propagation dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ( $n_1a_1 = n_2a_2$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [32] :

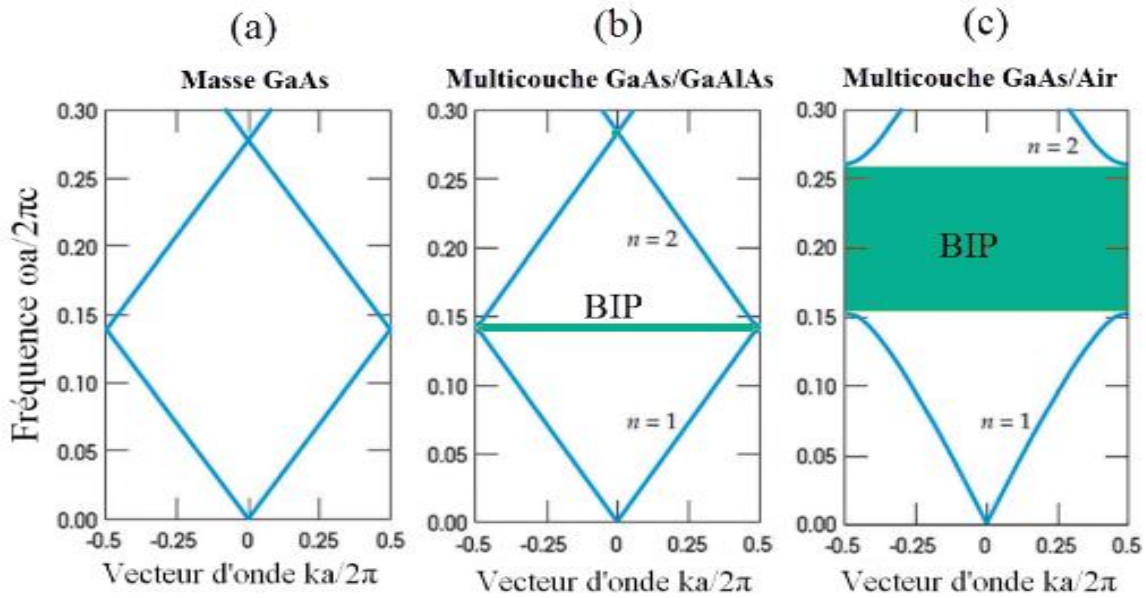
$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (17)$$

Où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques.



**Figure 1.7 :** Représentation schématique de la bande interdite photonique d'un miroir de Bragg constitué de plusieurs alternances de 2 couches de matériaux d'indices différents  $n_1$  et  $n_2$ . Une bande interdite apparaît en bord de zone de Brillouin (entre les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$ ).

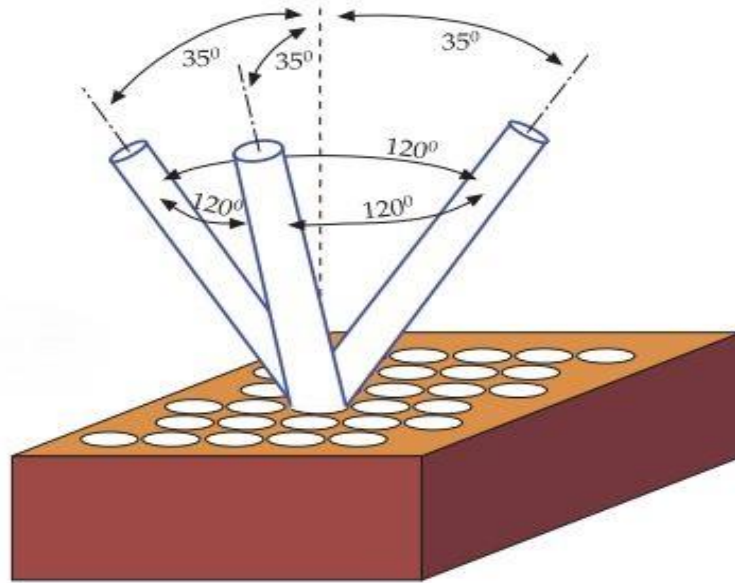
Les paramètres géométriques de la structure, ainsi que le contraste des indices, permettent de contrôler la position et la largeur de la bande interdite (Figure 1.8). Ainsi, plus la différence de l'indice de réfraction entre les diélectriques est grande et plus les bandes se courbent et la bande interdite s'agrandit [24].



**Figure 1.8 :** Dépendance de la bande Interdite photonique au contraste d'indice de réfraction calculée pour trois films multicouches différents avec des couches de  $0.5a$  de largeur : (a) la constante diélectrique pour chaque couche est  $\varepsilon = 13$ , (b) alternante de couches entre 2 matériaux de constante diélectrique  $\varepsilon_1 = 13$  et  $\varepsilon_2 = 12$ , (c) la plus large BIP pour le plus grand contraste avec des couches alternées de constante diélectrique  $\varepsilon_1 = 13$  et  $\varepsilon_2 = 12$  [33].

### 1.4.2 Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D

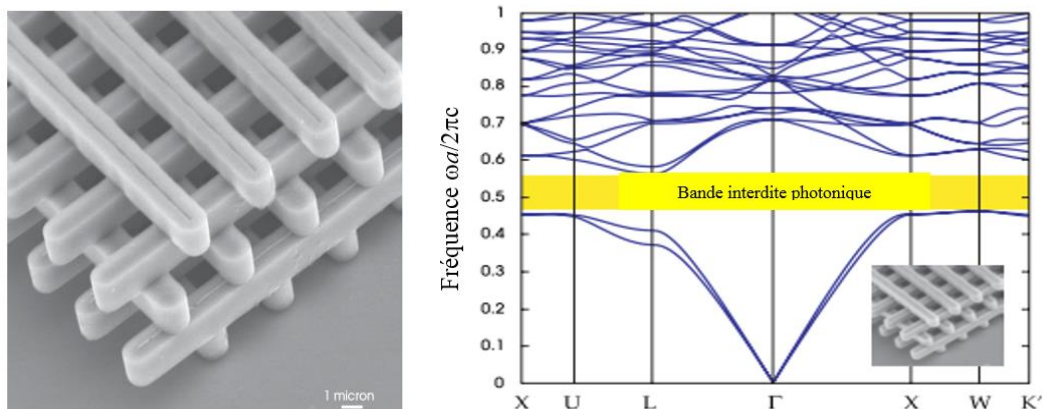
Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la permittivité diélectrique est arrangée périodiquement dans les trois directions. Ils permettent de confiner la lumière dans les trois directions de l'espace du fait de leur bande interdite complète (omnidirectionnelle) [32]. Le premier cristal photonique 3D a été fabriqué en 1991 par E. Yablonovitch (nommé Yablonovite) [7] en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles (voir Figure 1.9). Son but était d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière. Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles, mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant (face cubique centrée) [33].



**Figure 1.9 :** Représentation de structure Yablonovite [33].

#### 1.4.2.1 Structures "Tas de bois"

Le premier cristal photonique tridimensionnel avec une bande interdite complète, pour la lumière infrarouge, a été proposée par Ho et al. [34] et Sözüer et Dowling [35], et a été surnommé une structure en tas de bois. Cette structure est formée par un empilement de tiges diélectriques (généralement rectangulaires) avec des orientations orthogonales alternées. L'avantage principal de cette structure réside dans le fait qu'elle peut être fabriquée sous forme d'une séquence de couches déposée et modelée par des techniques lithographiques développées pour l'industrie de l'électronique à semi-conducteurs. En 1998, Lin et al. [36] ont fabriqué une structure de rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice, la bande interdite a été mesurée autour d'une longueur d'onde de  $12\ \mu\text{m}$  (Figure 1.10). Par la suite, Lin et Fleming [37] ont réduit sa taille de près d'un facteur de huit, ce qui entraîne une largeur de bande autour d'une longueur d'onde de  $1,6\ \mu\text{m}$ . Le diagramme de bandes de cette structure, pour un contraste diélectrique de 13, est présenté sur la Figure 1.10 (b), où il y a ouverture d'une bande interdite photonique complète entre les deuxième et troisième bandes [33].

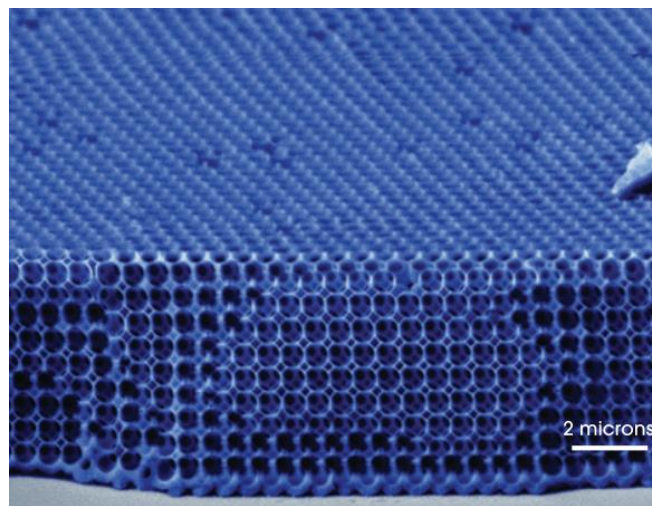


**Figure 1.10 :** (a) Image au microscope électronique d'un cristal photonique tas de bois en silicium, (b) Le cristal présente une bande interdite complète centrée sur une longueur d'onde d'environ 12 microns [36].



### 1.4.2.2 Structures "Opale"

La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution qui s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées. Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à des techniques de croissance auto-organisées proposées par Y.A. Vlasov [38] (Figure 1.11). La plupart de ces cristaux colloïdaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. La structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière de haut d'indice entre les sphères. ces sphères initiales sont ensuite dissoutes pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice [39]. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques.



**Figure 1.11 :** Image au microscope électronique (coloration artificielle) de la structure d'opale inverse démontrée comme ayant une bande interdite complète autour d'une longueur d'onde de 1,3  $\mu\text{m}$  par Vlasov et al. [38].

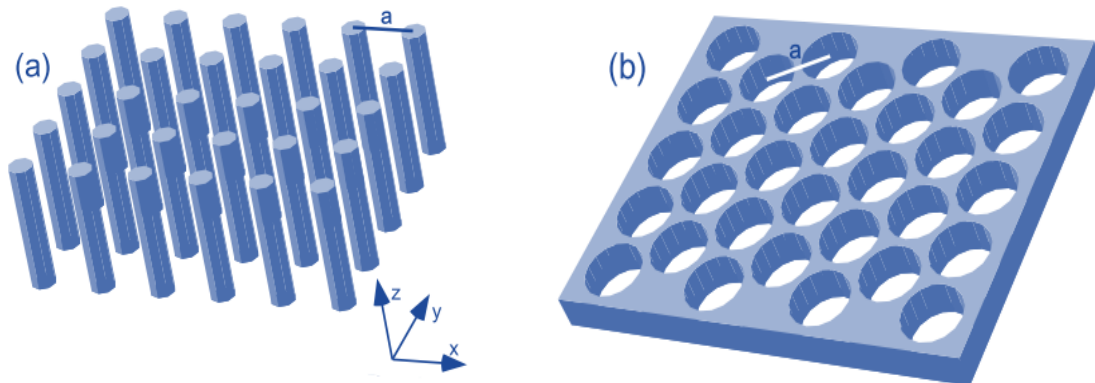
### 1.4.3 Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D

Les difficultés de la fabrication des cristaux photoniques 3D ont mené à la réalisation des cristaux photoniques 2D, tandis que la procédure est similaire à celle utilisée pour les circuits intégrés électroniques planaires. En outre, les cristaux photoniques 2D fournissent également des fonctionnalités pour orienter et modifier le flux de la lumière de différentes manières [2]. Un cristal photonique 2D parfait présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique dans le plan (Oxy) et il est infiniment long dans la direction (Oz). Il possède une bande interdite dans le plan (x,y)[39]. Ces structures peuvent être réalisées en plaçant des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des BIPs larges, il faut un contraste d'indice suffisamment grand [22].

Il existe deux types des cristaux photoniques bidimensionnels :

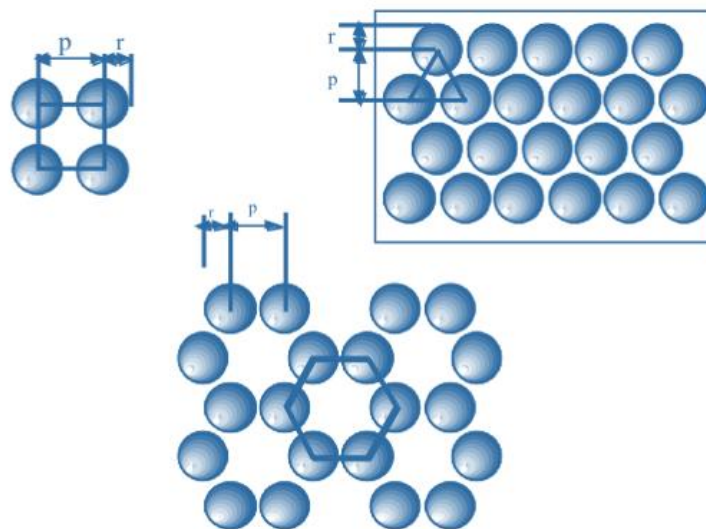
- Les structures déconnectées (Figure 1.12(a)) : (tige dans l'air) le motif élémentaire à un indice  $n_1$  inférieur à l'indice  $n_2$  de la matrice diélectrique.

- Les structures connectées (Figure 1.12(b)) : (trous d'air dans un matériau) le motif élémentaire a un indice  $n_1$  supérieur à l'indice  $n_2$  de l'espace.



**Figure 1.12** : Structure périodique 2D : (a) Structure déconnectée (b) Structure connectée [40].

Ces structures se regroupent principalement suivant trois familles : carrée (Figure 1.13(a)), triangulaire (Figure 1.13(b)) et hexagonale (Figure 1.13(c)).



**Figure 1.13** : Exemples de structures photoniques 2D : (a) carrée, (b) triangulaire, (c) hexagonale [40].

## 1.5 Les cristaux photoniques 2D planaires

Dans la pratique, la bande interdite photonique tridimensionnelle est nécessaire pour contrôler la lumière dans les trois directions, mais un tel cristal photonique est très difficile à fabriquer en utilisant des techniques de fabrication conventionnelles. C'est pourquoi des recherches se font sur les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. Ces structures sont facilement intégrées aux techniques de fabrication habituelles d'épithaxie de couches minces, de lithographie, gravure, etc. Les cristaux photoniques planaires se composent généralement d'une couche diélectrique de haut indice, entourée de deux autres couches diélectriques de bas d'indice, où les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde planaires [41].

Leurs bandes interdites dépendent du contraste d'indice et des paramètres géométriques du réseau, elles offrent un meilleur contrôle de la lumière dans le plan du cristal photonique et dans la direction verticale. De ce fait, les CPhs planaires présentent une véritable intégration photonique, autorisant leur association avec des composants photoniques traditionnels. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de nouvelle génération de composants et de fonctions passives et actives en matière d'optique intégrée [39],[42].

La Figure 1.14 représente le diagramme de dispersion d'un CPh planaire constitué de réseau triangulaire. La ligne de lumière (cône de lumière) trace la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface couche guidante/couche de confinement et celles qui seront réfractées.

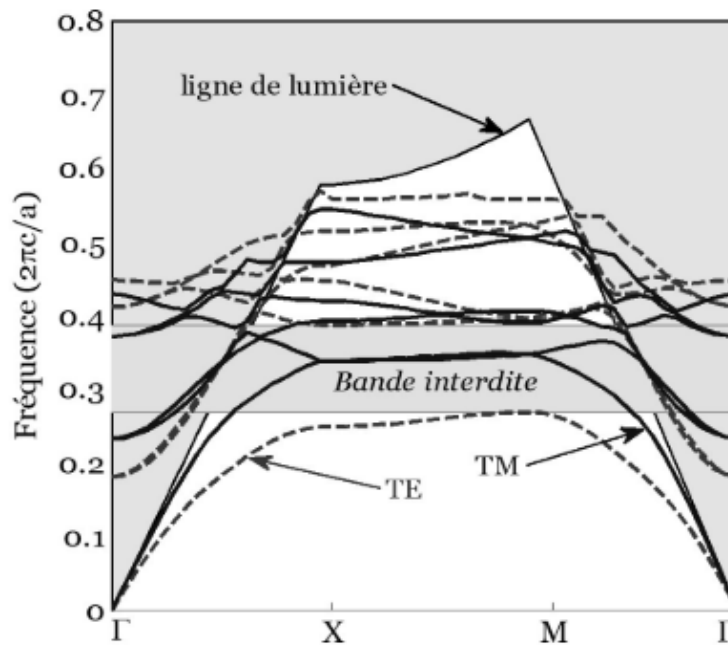
On peut distinguer trois types de modes dans ce genre de structure de hauteur finie :

Les modes parfaitement guidés (une durée de vie infinie) : situés sous la ligne de lumière où l'indice effectif de la couche est plus élevé par rapport à son environnement. Ces modes sont pratiquement sans pertes.

Les modes des résonances (ou quasi guidés) : ils se trouvent dans la ligne de lumière, ces modes ont la possibilité de se coupler aux modes rayonnés, cependant, pendant leur propagation, ils perdent de l'énergie dans la troisième direction.

Les modes rayonnés : situés au-dessus de la ligne de lumière, et qui constituent le continuum des modes complètement délocalisés se propageant à l'extérieur et à travers la structure [25].

D'autre part, si le guide planaire est symétrique verticalement, les modes seront soit pairs (symétriques), soit impairs (antisymétriques). Ces deux groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent pas se coupler entre eux. Pour désigner les modes pairs, on parlera donc de modes quasi-TE. Suivant le même raisonnement, on parlera de modes quasi-TM pour qualifier les modes impairs [21].



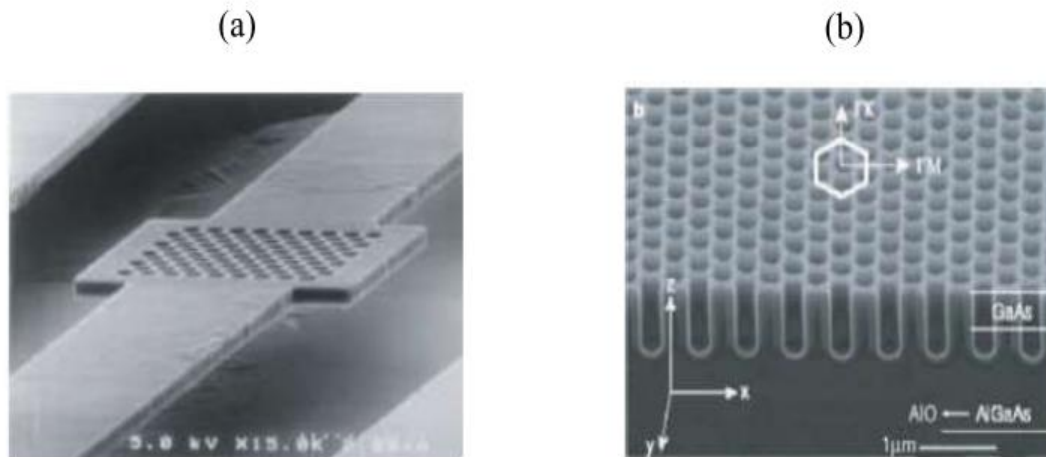
**Figure 1.14 :** Diagrammes de dispersion d'un CPH planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air de rayons 150 nm percé dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes tridimensionnelles pour les polarisations TE (lignes pointillées) et TM (lignes continues) [21].

### 1.5.1 Approche membrane ou substrat

Les cristaux photoniques planaires se divisent en deux catégories qui se distinguent par leur contraste d'indice. Ces deux approches sont respectivement l'approche membrane et l'approche substrat.

#### 1.5.1.1 Fort contraste d'indice (approche membrane)

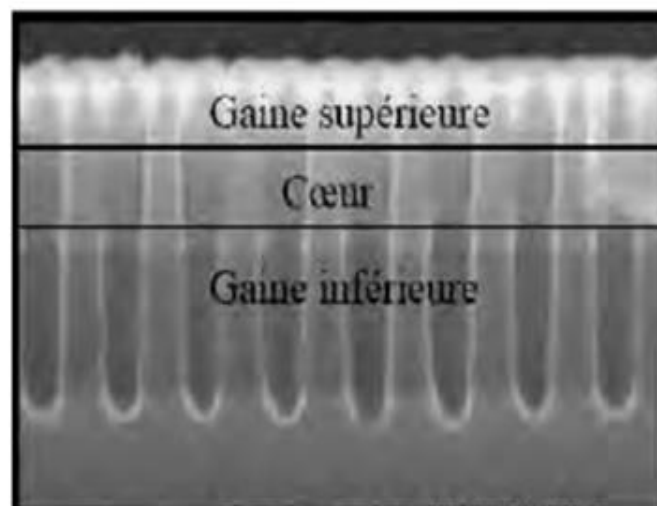
Le guide d'onde à fort contraste d'indice est souvent obtenu en déposant des couches de silicium (Si) sur une couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ), ou des couches de GaAs sur une couche d' $\text{Al}_x\text{O}_y$ . Le contraste d'indice est  $\Delta n \approx 2.5$  par rapport à l'air et  $\Delta n \approx 2$  par rapport à  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (Figure 1.15). Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes hors plan. D'autre part, la profondeur des trous est seulement de quelques centaines de nanomètres, ce qui rend la gravure plus facile. En revanche, ces structures sont fragiles et moins stables mécaniquement et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique ce qui peut être gênant pour certaines applications notamment celles des lasers.



**Figure 1.15** : Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : **(a)** Membrane suspendue dans l'air [43] **(b)** cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche d' $\text{Al}_x\text{O}_y$  [44].

### 1.5.1.2 Faible contraste d'indice (approche substrat)

Le contraste d'indice est faible ( $\Delta n \approx 0,1-0,2$ ) et les cristaux photoniques sont gravés dans des hétérostructures à faible contraste d'indice (Figure 1.16). Dans ce cas, le confinement vertical est faible et l'épaisseur de la couche guidante doit être supérieure au micromètre pour assurer un guidage monomode. Par conséquent, les pertes de propagation peuvent être importantes dans certains cas. De plus, pour minimiser les pertes verticales, il faut une gravure totale de la couche guidante et d'une partie de la couche de confinement, et ceci pour des tailles de trous submicroniques. Du point de vue technologique, ce type de gravure est difficilement réalisable, c'est pourquoi il est préférable de se tourner vers l'approche, nécessitant un fort contraste d'indice.



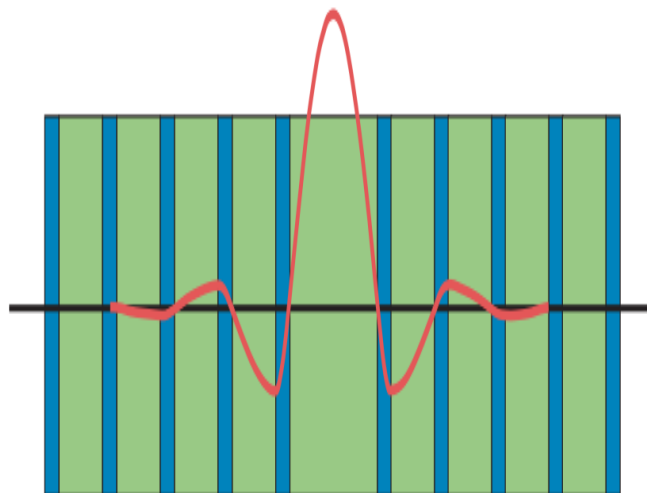
**Figure 1.16** : Image Microscope Electronique à Balayage (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure [21].

## 1.6 Les défauts dans un cristal photonique :

La propriété la plus importante des CPhs est leur capacité à localiser la lumière. On y parvient en introduisant des défauts qui brisent localement la structure périodique. L'introduction correcte des défauts dans les CPhs parfaits peut créer des états résonants dans la bande interdite photonique. Par conséquent, les états de défauts dans la BIP pourraient être ajustés en fréquence et étendue spatiale selon l'intérêt de la conception. En plus de l'accordage de la fréquence, ces défauts doivent être contrôlés par rapport à la symétrie de l'état photonique localisant. Toutes ces fonctionnalités fournissent une nouvelle «dimension» dans la capacité de contrôler ou de moduler les propriétés de la lumière [10],[45]. Dans la section suivante, nous examinons les différents types de défauts qui peuvent être formés dans le PC et leurs propriétés.

### 1.6.1 Défauts dans les cristaux photoniques 1D :

L'objectif d'introduire un défaut dans un cristal photonique est de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande interdite photonique. Ce défaut est obtenu en modifiant la périodicité du cristal, où encore une couche plus épaisse peut constituer ce défaut (Figure 1.17). Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique mais du point de vue de l'optique intégrée, il serait très intéressant de pouvoir confiner la lumière dans les autres directions de l'espace. Pour ce faire, les cristaux photoniques 2D et 3D ont été imaginés [20].



**Figure 1.17 :** Défaut dans une structure périodique 1D, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits [33].

### 1.6.2 Défauts dans les cristaux photoniques 2D et 3D :

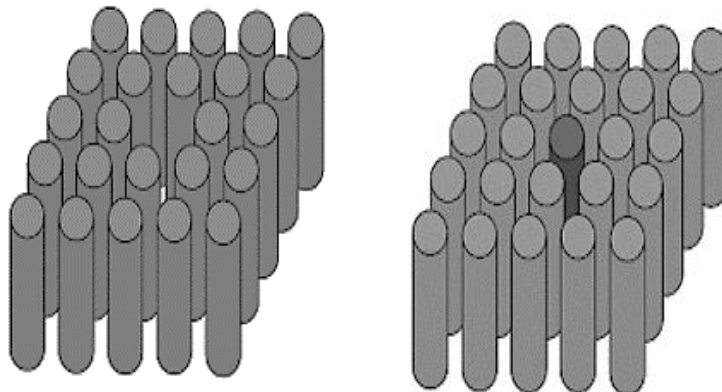
Ces défauts sont constitués d'une suite de guides 1D orientés dans les directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal [20]. Plusieurs types de ces défauts permettent de réaliser certaines applications telles que les filtres

à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise [29].

### 1.6.2.1 Les cavités à cristaux photoniques (défauts ponctuels) :

La cavité peut être réalisée en introduisant un ou plusieurs défauts. On peut procéder au retrait (Figure 1.18 (a)), à l'ajout, d'un ou plusieurs motifs du cristal. Le défaut est aussi obtenu en modifiant localement la forme, la taille ou la constante diélectrique des motifs (Figure 1.18 (b)). En variant ces paramètres, le nombre de modes supportés par la cavité et leurs fréquences résonantes peuvent être ajustés. Ces défauts ponctuels piègent les modes électromagnétiques et, par conséquent, forment des cavités optiques. L'efficacité de piégeage de la lumière d'une cavité optique est caractérisée par le facteur de qualité (Q), qui est une mesure pour connaître la durée de vie d'une onde électromagnétique à l'intérieur de la cavité [45].

Le facteur de qualité d'une cavité joue un rôle majeur dans la conception de systèmes de filtrage et de multiplexage, il dépend de la profondeur des trous et de l'indice de réfraction des matériaux. La combinaison d'un facteur de haute qualité et d'un volume de mode extrêmement faible rend les microcavités particulièrement attrayantes pour multiples applications. De nombreux résultats ont été rapportés théoriquement et expérimentalement à ce propos. La plupart des travaux exigent une longueur d'onde spécifique, donc l'effort a été consenti pour appliquer des méthodes faciles et pratiques d'accord de la longueur d'onde résonante. Cette longueur d'onde est extrêmement sensible au facteur de remplissage, à la constante diélectrique, et à la taille de la cavité.

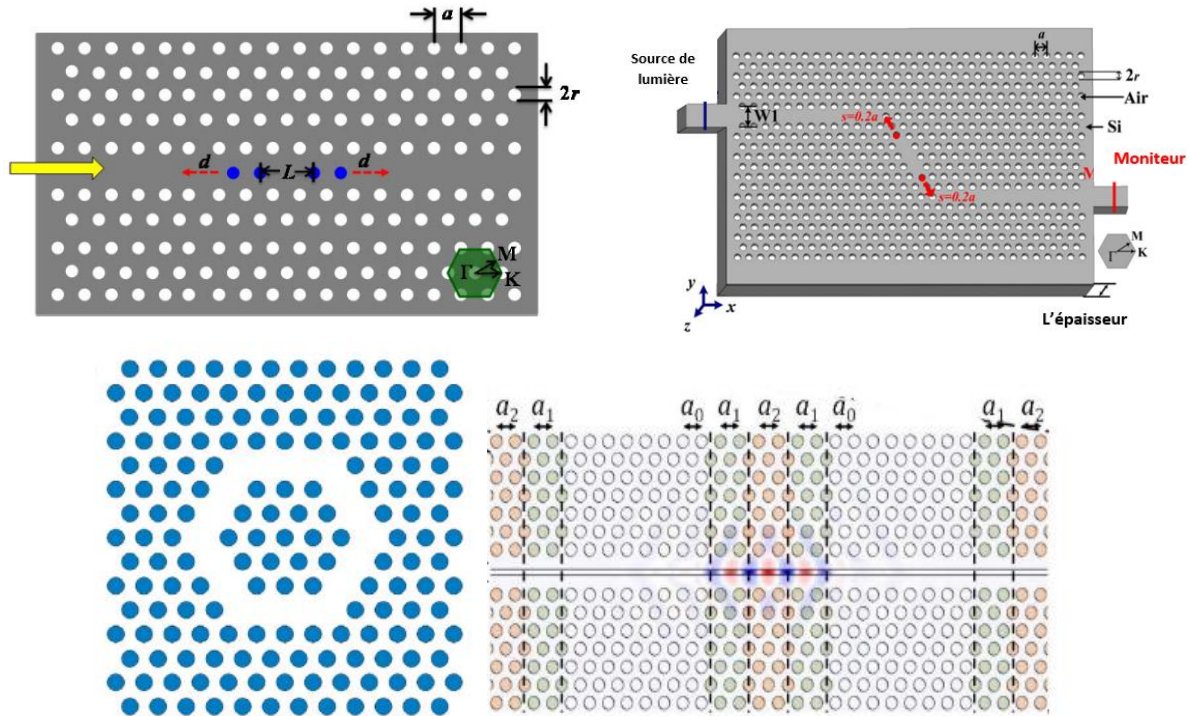


**Figure 1.18** : Exemple de défauts ponctuels dans un cristal composé de tiges diélectriques : (a) retrait d'un cylindre, (b) modification de la constante diélectrique d'un cylindre.

Comme le montre la Figure 1.19, les cavités à CPhs typiques peuvent être classées en quatre types :

- Les cavités Hm (Figure 1.19(a)) : correspondent à la modification d'un hexagone de m trous pour créer un petit espace qui est potentiellement entouré par des parois réfléchissantes [46,47].
- Les cavités Ln (Figure 1.19(b)) : des défauts linéiques réalisés en retirant n trous alignés sur la même rangée dans la direction  $\Gamma K$  [48]–[50].

- Les cavités en anneaux (Figure 1.19(c)) : correspondent à la suppression de certains points du réseau pour former un ou plusieurs anneaux et générer des modes optiques localisés qui résonnent dans ces anneaux [51,52].
- Les cavités hétérostructures (Figure 1.19(d)) : Elles sont basées sur une modulation progressive de la période du cristal photonique [53,54].

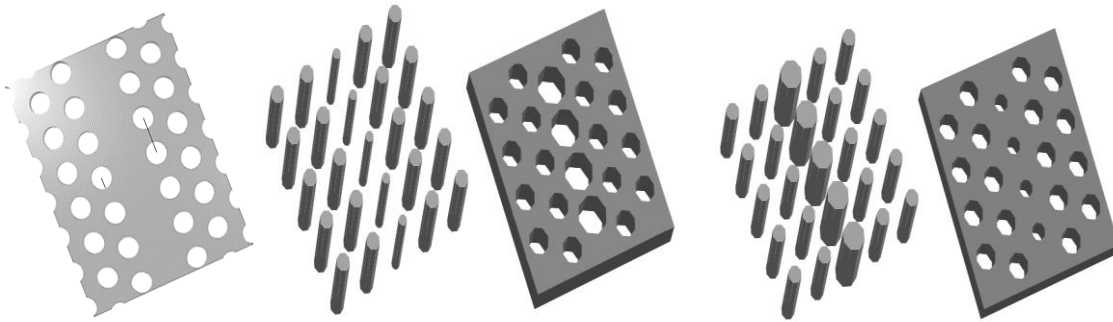


**Figure 1.19** : Exemples des défauts ponctuels : (a) Schéma d'une cavité Hm, dont  $a$  est la période,  $r$  le rayon des trous d'air,  $L$  la longueur du défaut et  $d$  le décalage des quatre trous bleus [47], (b) Schéma 3D de la cavités Ln, où  $a = 385$  nm, le diamètre des trous d'air  $d = 0,6a$ , l'épaisseur  $t = 0,56a$ , le décalage des trous  $s = 0,2a$  [49], (c) un résonateur en anneau [52], (d) Représentation d'une cavité à double hétérostructure. Les périodes  $a_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  sont égales à 400, 410 et 420 nm [53].

### 1.6.2.2 Les guides à cristaux photoniques (Défauts étendus)

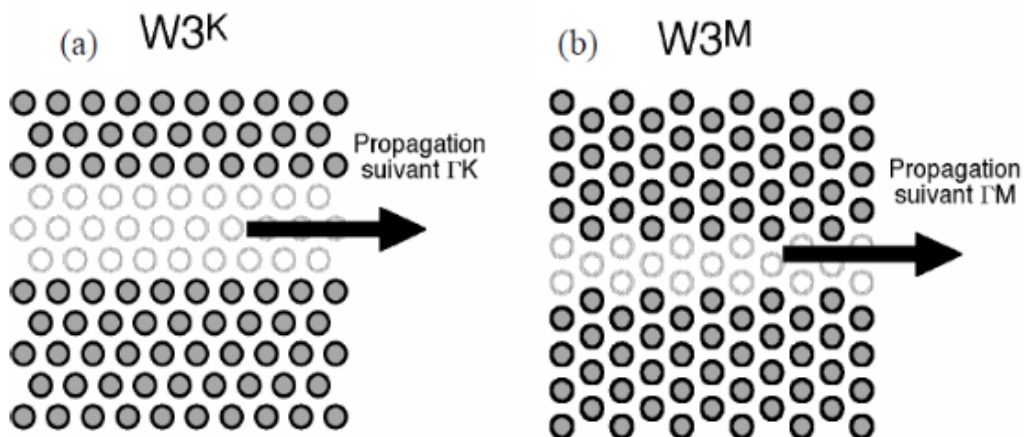
Le guide d'onde est l'élément fondamental des circuits photoniques intégrés. Il est relié aux différents éléments fonctionnels comme le multiplicateur, le détecteur, et le modulateur, des jonctions de guide T pour un réseau carré et des jonctions de guide Y pour un réseau triangulaire. un guide d'onde simple est créé par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous (**Défaut par vacuité**) représenté sur la Figure 1.20 (a) ou par la modification de la gravure d'une ou plusieurs rangée de motifs le long de l'une ou plusieurs directions de la périodicité du cristal (**Dimensions des motifs élémentaires, Permittivité des motifs élémentaires**), comme illustré sur la Figure 1.20 (b),(c) [24]. En raison de ce défaut, la lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut [45]. Ce qui permet de guider la lumière d'un endroit à l'autre. L'idée de base est de tailler un guide d'onde d'un cristal photonique en modifiant une séquence linéaire de cellules unitaires. La lumière qui se propage dans le guide d'ondes avec une fréquence situé dans la BIP du cristal est confinée au défaut, et peut être dirigée le long du défaut [33].





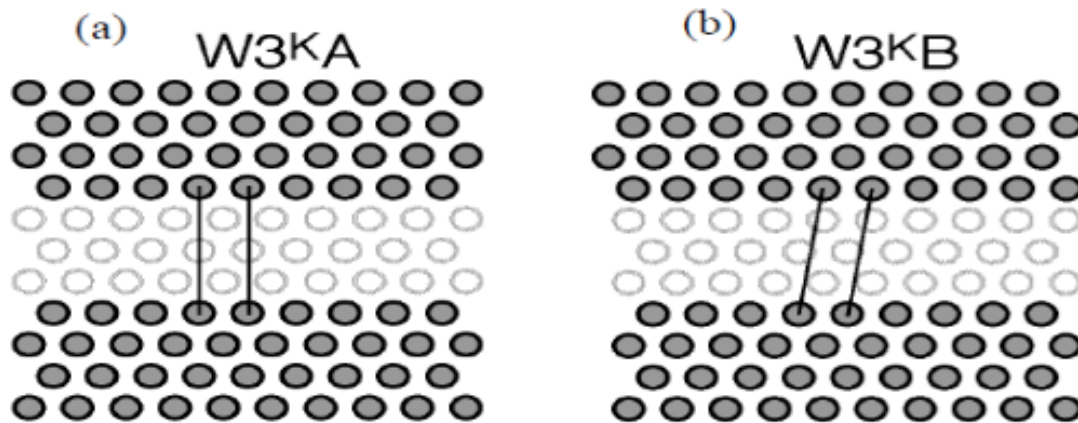
**Figure 1.20** : Différents types des guides d'onde : (a) défaut par vacuité [55], (b) Dimensions des motifs élémentaires, (c) Permittivité des motifs élémentaires [40].

Par analogie avec la cristallographie des solides, un réseau réciproque est associé à chaque réseau périodique bidimensionnel d'indice optique. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le CPh. Considérons le cas d'un réseau triangulaire constitué de trous d'air. Deux types de défauts linéiques peuvent être distingués selon les directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ . Un guide dont la direction cristallographique des bords est  $\Gamma K$  ( $\Gamma M$ ) est désigné par "WNK" ("WNM") [28]. D'autre part, un guide défini par l'omission de  $n$  rangées de trous est appelé un guide  $Wn$ . A titre d'exemple, la Figure 1.21 illustre un guide  $W3$  de mailles triangulaire selon les orientations  $\Gamma K$  (Figure 1.21(a)) et  $\Gamma M$  (Figure 1.21(b)) en considérant un paramètre de maille  $a$  identique. L'omission des 3 rangées de trous, représentée par des cercles évidés sur la figure, constitue le guide d'onde. La largeur du guide dépend de la maille et de la période  $a$  du CPh [25].



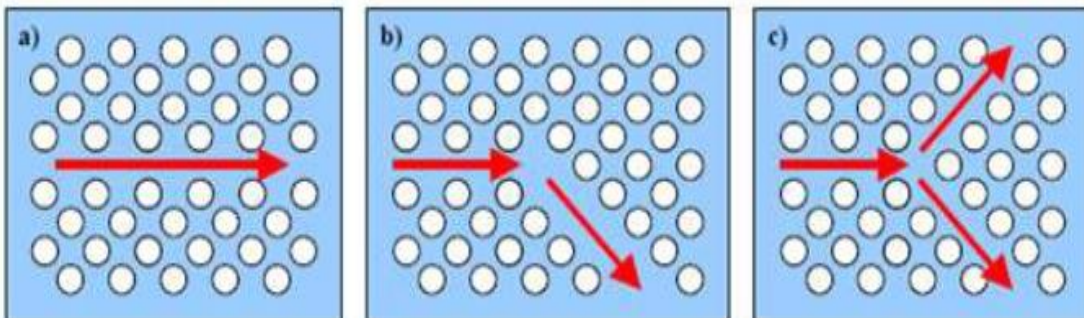
**Figure 1.21** : Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : (a) suivant la direction  $\Gamma K$  et (b) suivant la direction  $\Gamma M$ .

Les trous situés de part et d'autre du guide peuvent être : (a) soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore de type A (Figure 1.22(a)) ; (b) soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B (Figure 1.22(b)) [25].



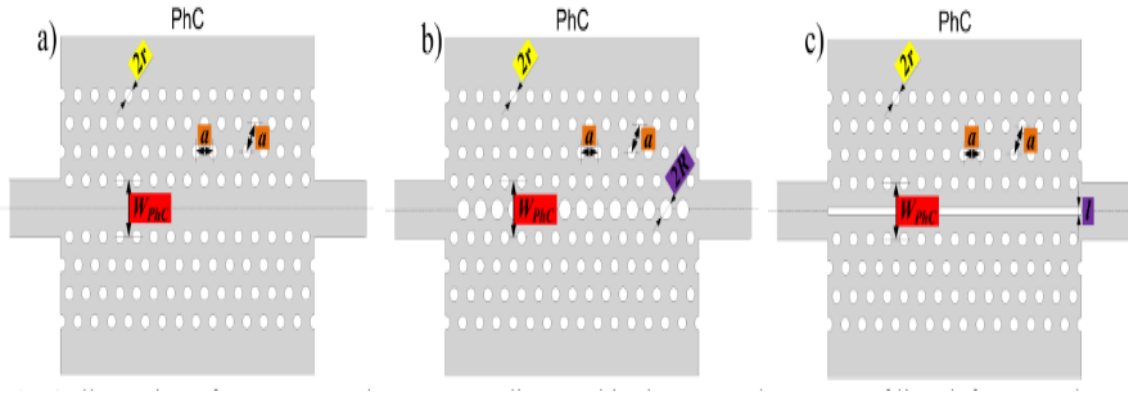
**Figure 1.22 :** Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air : **(a)** de type A (symétrique) et **(b)** de type B (antisymétrique).

Des composants divers sont réalisables à partir de ces défauts linéaires (Figure 1.23). La transmission au travers de ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau du virage ou de la jonction, afin de minimiser le couplage entre le mode guidé et les modes rayonnés au niveau des courbures [56].



**Figure 1.23 :** Différents composants à base de défauts linéaires : **(a)** guide droit, **(b)** virage à  $120^\circ$  et **(c)** jonction Y.

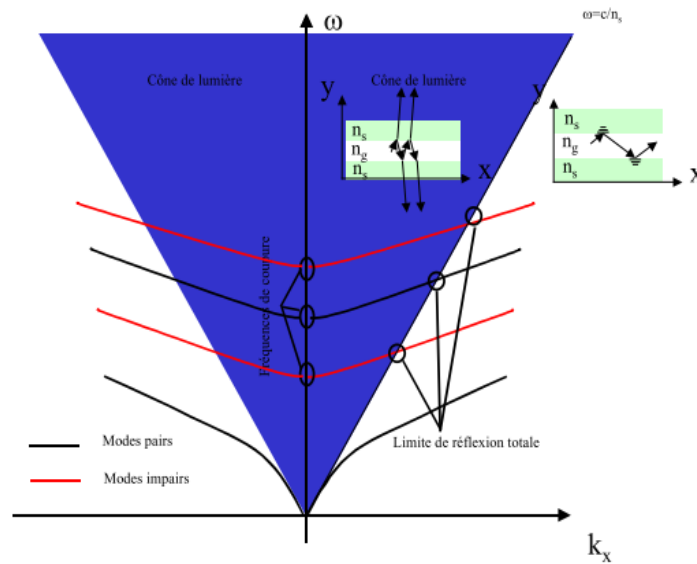
A titre d'exemple, la Figure suivante représente un capteur de gaz basé sur un cristal photonique bidimensionnel développé par Zakrzewska et Patela [57]. Les paramètres géométriques du CPh ont été déterminés pour trois types de défauts étendus différents. Défaut par vacuité (Figure 1.24(a)), Dimensions des motifs élémentaires (Figure 1.24(b)) et d'un canal d'air (Figure 1.24(c)). La sensibilité du capteur a été augmentée (une réduction des dimensions).



**Figure 1.24 :** Schéma illustrant quelques types de guide à cristaux photoniques basés sur les méthodes de modification du rayon des trous d’air : **(a)** Défaut par vacuité (une rangée de trous manquante), **(b)** Dimensions des motifs élémentaires (une rangée de trous de diamètre augmenté), **(c)** un canal d’air [57].

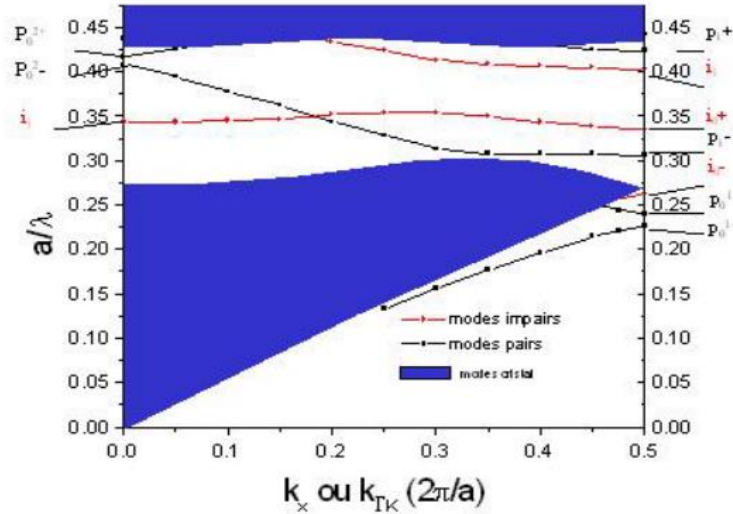
**1.6.2.2.1 Confinement latéral d’un guide à cristaux photoniques**

Dans un guide réfractif classique et symétrique, les modes ne sont confinés dans la zone de fort indice  $n_g$  que s’ils satisfont à la condition de réflexion totale à l’interface entre le guide d’indice  $n_g$  et son milieu extérieur d’indice  $n_s$ . Cette condition s’écrit  $k_x < k_{max} = n_s \cdot \omega / c$ . La zone où cette condition n’est pas satisfaite peut être ainsi représentée par une zone particulière dans le diagramme  $\omega(k_x)$ . Cette zone est communément appelée cône de lumière (Figure 1.25).



**Figure 1.25 :** Courbe de dispersion schématique d’un guide réfractif.

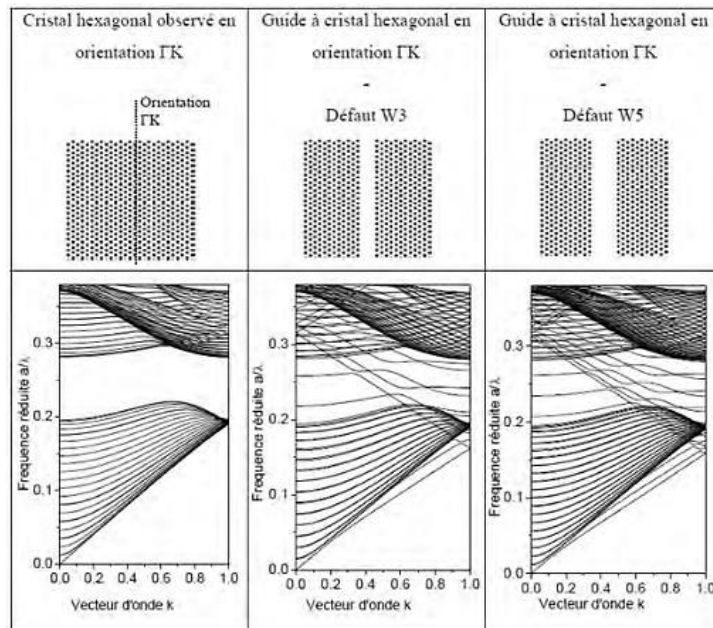
Dans le cas d’un CPh, il faut projeter les relations de dispersion du cristal suivant la direction de propagation  $\Gamma K$ . Cette projection aboutit à un continuum d’états possibles dans le diagramme  $\omega(k_x)$ . Celui-ci peut être vu comme le cône de lumière du cristal photonique (Figure 1.26). La périodicité du guide permet de limiter la représentation du diagramme de dispersion à l’intervalle  $0 < k_x < \pi/a$ . A la différence du guide réfractif, une bande interdite apparaît dans ce cône pour  $0.425 > a/\lambda_0 > 0.3$ , permettant le confinement latéral de nouveaux modes [19].



**Figure 1.26** : Courbes de dispersion d'un guide W1 suivant  $\Gamma K$ .  $f=0.5$   $n_{\text{eff}}=2.6$ . Calcul 2D FDTD en polarisation TM [19].

**1.6.2.2.2 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion**

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion. Un diagramme de bandes en orientation  $\Gamma K$  est tracé pour un CPh à maille hexagonale sans défaut ( $n = 3.21$  et  $f = 30\%$ ) ainsi que pour un guide W3 et W5 (Figure 1.27). En comparant les diagrammes de dispersion, les structures avec défauts font apparaître des modes supplémentaires se propageant à l'intérieur de la BIP du cristal parfait. En augmentant la largeur du défaut de W3 à W5, le nombre de modes augmente dans le guide.



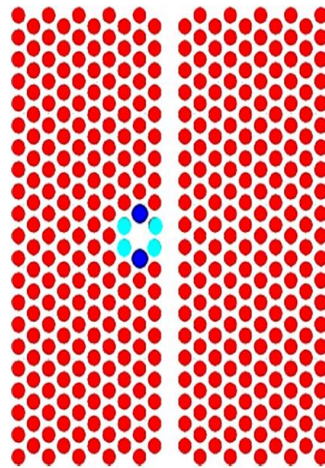
**Figure 1.27** : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation  $\Gamma K$ . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3  $\Gamma K$  ; guide W5  $\Gamma K$  [26].

### 1.6.2.2.3 Intérêts du guide à cristal photonique

- Le premier intérêt du guide à CPh se situe au niveau de sa conception. En effet, l'introduction de plusieurs guides en parallèle ou en série ne pose pas plus de difficultés que d'introduire un seul guide, car les motifs du cristal se répètent à l'identique de façon périodique. En outre, le guide peut être introduit dès l'étape d'écriture des motifs (l'étape de lithographie).
- Le deuxième intérêt réside dans le fait que le guidage est plus «robuste» que celui rencontré dans les guides classiques. Dans le cas présent, dû à l'effet de la BIP, les parois du guide à CPh se comportent comme des parois parfaitement réfléchissantes. L'avantage est décisif dès lors que l'on souhaite changer fortement la direction de propagation de la lumière en la guidant. Pour s'en convaincre, il suffit d'imaginer la situation dans laquelle on tordrait une fibre optique en lui imposant un rayon de courbure trop petit. Outre le fait que la torsion pourrait être préjudiciable à la tenue mécanique de la fibre, la lumière s'échapperait de la fibre à l'endroit du coude. Le faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre ne permettrait pas d'atteindre la condition de réflexion totale à l'intérieur de la fibre. La situation est forcément différente si la lumière est emprisonnée entre des parois parfaitement réfléchissantes [28].

### 1.6.2.3 Défauts couplés

Pour échanger l'énergie dans un cristal photonique, on utilise ce type de défauts. Le couplage entre deux types de défauts permet une apparition des pics supplémentaires de transmission dans la bande interdite photonique (Figure 1.28). De plus, il permet d'orienter la lumière et de créer une nouvelle structure. L'emploi de ce type de défauts en particulier dans le domaine de télécommunication et optique permet de réaliser de nombreuses fonctions optiques tels que : des filtres Add Drop, des multiplexeurs/démultiplexeurs et des capteurs [24].



**Figure 1.28** : Un exemple d'un défaut couplé (cavité couplé avec un guide d'onde). Le diamètre des trous rouges  $r = 0,35a$ , les trous bleus  $r = 0,38a$  et les trous cyan  $r = 0,34a$  [58].

## 1.7 Fibres optiques

Les fibres optiques et les guides d'ondes optiques intégrés sont largement utilisés dans les domaines des télécommunications, la technologie des capteurs, la spectroscopie et la médecine. Leur fonctionnement repose habituellement sur le fait que la lumière est guidée par le

mécanisme physique connu et exploité technologiquement depuis de nombreuses années sous le nom de TIR (réflexion totale interne). Pour atteindre le TIR dans ces guides d'ondes formés à partir de diélectriques ou de semi-conducteurs, un indice de réfraction plus élevé du cœur est nécessaire [59].

### 1.7.1 Fibres optiques conventionnelles

Les fibres optiques classiques reposent sur une réflexion totale interne pour guider la lumière. La fibre optique la plus simple est constituée d'un cœur diélectrique avec un indice de réfraction  $n_c$  entouré d'un autre diélectrique (appelée gaine) avec un indice de réfraction  $n_{cl}$ . En utilisant la loi de Snell-Descartes, il est facile de voir que si  $n_c > n_{cl}$ , la lumière se propageant dans le cœur atteignant l'interface de cœur/gaine est totalement réfléchi dans le cœur lorsque l'angle entre la direction de propagation et l'interface cœur/gaine est assez petit.

Considérons une fibre infiniment longue avec une coupe transversale circulaire (rayon  $R$ ) illustrée sur la Figure 1.29. Nous supposons que la lumière se propageant le long de l'axe de la fibre ( $z$ ) a une longueur d'onde  $\lambda$  et un nombre d'onde  $k_0$  ( $k_0 = 2\pi/\lambda$ ). Le système étudié est invariant suivant la direction  $z$ , ce qui implique que les champs électromagnétiques associés à un mode individuel peuvent avoir une dépendance  $e^{i\beta z}$  le long de  $z$ . ( $\beta$  est appelé la constante de propagation). Depuis les normes des vecteurs d'onde dans le cœur et dans la gaine est  $n_{co}k_0$  et  $n_{cl}k_0$ , respectivement,  $\beta$  doit être inférieur ou égal à  $n_{co}k_0$  pour se propager dans le cœur et moins ou égal à  $n_{cl}n_{co}$  pour se propager dans la gaine. Si  $n_{cl} < \beta/k_0 < n_{co}$ , la lumière peut se propager dans le cœur, mais pas dans la gaine : la lumière est piégée dans le cœur. Nous utiliserons parfois aussi le numéro d'onde perpendiculaire  $k_{\perp}$ , défini par :

$$k_{\perp}^2 + \beta^2 = n^2 k_0^2 \quad (18)$$

Où  $n$  est l'indice de réfraction local (égal à  $n_{co}$  ou à  $n_{cl}$ ). Puisque  $\beta$  est réel et  $n_{co} > n_{cl}$ , dans la région où  $\beta < nk_0$ ,  $k_{\perp}$  devient  $k_{\perp} = \sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2}$  et  $k_{\perp} = i\sqrt{\beta^2 - n^2 k_0^2}$  ailleurs [60].

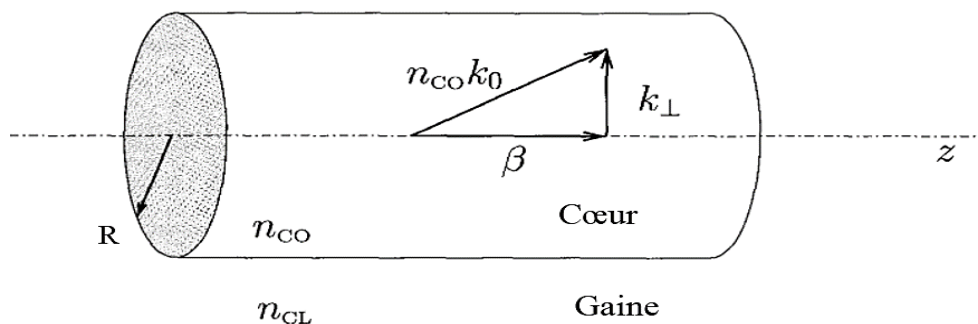
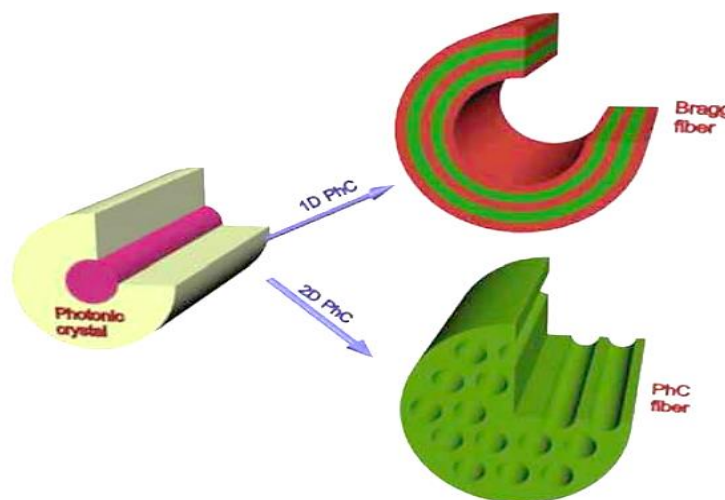


Figure 1.29 : Coupe transversale circulaire d'une fibre conventionnelle [60].

### 1.7.2 Fibres à cristaux photoniques (nouvelle classe de guides d'ondes optiques)

À la fin du XXe siècle, la variété des fibres optiques s'est considérablement élargie grâce à l'introduction d'une nouvelle classe de fibres optiques qui apportait des solutions efficaces à un certain nombre de problèmes existants dans les domaines des télécommunications, la métrologie, la spectroscopie, la microscopie, l'astronomie, biologie, dispositifs non linéaire, capteurs et autres. Cette classe spéciale de fibres à cristaux photoniques (FCPs), est également connue sous le nom fibres optiques microstructurées. Ces structures ont suscité un grand intérêt grâce aux nouvelles méthodes de contrôler et guider la lumière, non obtenues avec des fibres optiques conventionnelles. L'un des avantages les plus importants offerts par les FCPs est la flexibilité de conception élevée. En fait, en changeant les caractéristiques géométriques de la section de la fibre, telle que la dimension ou la disposition des trous d'air, il est possible d'obtenir des fibres avec des propriétés optiques opposées. Elles peuvent avoir un cœur, dont l'indice de réfraction est inférieur à celui des gaines, une dispersion positive ou négative, maintenir une polarisation spécifique, elles peuvent être monomode dans une large plage de longueurs d'onde, même avec une grande taille de cœur. Ces caractéristiques, ainsi que de nombreuses autres, fournissent une large gamme d'applications pour les fibres microstructurées. Cependant, le principal inconvénient qui affecte ce nouveau type de fibres est lié à l'atténuation, qui est plus élevée que celle des fibres optiques conventionnelles. Les différents mécanismes de perte sont ainsi analysés pour les FCPs à cœur solide et creux. Néanmoins, une réduction des pertes est possible en améliorant le processus de fabrication [11][61].

La fibre optique typique à base de CPh possède une structure très similaire à l'une des fibres conventionnelles. Cependant, le cristal photonique remplace la gaine. Des exemples simples de fibres à base de CPh sont illustrés sur la Figure 1.30.

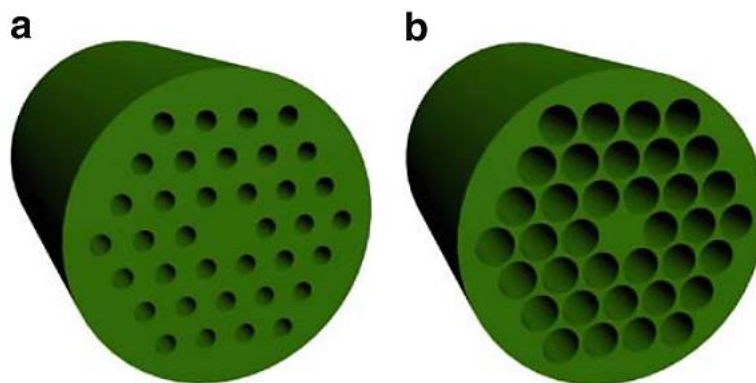


**Figure 1.30 :** Illustration simple de la géométrie des fibres microstructurées.

Les fibres à CPhs 2D peuvent être classées selon le principe du confinement dans le cœur.

- La première classe utilise la réflexion totale interne. Dans ce cas, la gaine est représentée par un matériau solide ayant un indice de réfraction spécifique (inférieur à l'indice de cœur), qui dépend de la longueur d'onde et de la taille du cristal photonique. De plus, la dépendance de l'indice de réfraction de la gaine sur la longueur d'onde permet de réaliser un fonctionnement monomode dans une plage de longueurs d'onde étendue.
- La deuxième classe emploie la possibilité du CPh à former une bande interdite complète. Le cœur peut posséder un indice de réfraction inférieur à celui du cristal photonique. Ainsi, il peut être creux.

Des exemples de ces deux types sont donnés sur la Figure 1.31. La seule différence est la taille des éléments. En réalité, la bande interdite photonique peut apparaître même à des dimensions réduites, mais l'indice de réfraction de la fibre doit être assez élevé. Dans le cas de la silice ou certains types de polymères, le BIP apparaît uniquement pour les éléments de taille importante.



**Figure 1.31** : Exemples de fibres microstructurées basé sur : (a) la réflexion totale interne, (b) la bande interdite photonique [11].

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions essentielles à la compréhension des propriétés physiques des cristaux photoniques. La périodicité de ces structures est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes, notamment l'ouverture d'une bande interdite photonique qui inhibe la propagation de la lumière et permet de la contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. Nous avons également présenté les différents types de cristaux photoniques, unidimensionnels, bidimensionnels et tridimensionnels. Par la suite Nous avons abordé les notions des défauts dans les cristaux photoniques. Ces concepts nous serviront par la suite pour étudier les dispositifs magnéto-optiques, et cristaux magnéto-photoniques qui seront abordés dans le chapitre suivant.

## Références du chapitre 1

- [1] H. Altug, "Physics and Applications of Photonic Crystal Nanocavities," Thèse de



- doctorat, Stanford University, 2006.
- [2] I. Alvarado-rodriguez, “Fabrication of Two-Dimensional Photonic Crystal Single-Defect Cavities and their Characterization by Elastic Scattering,” Thèse de doctorat, Université de Californie, 2003.
- [3] Lord Rayleigh, “XXVI. On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes,” *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 26–1888, no. 160, pp. 256–265, 1885.
- [4] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, 1987.
- [5] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, 1987.
- [6] E. A. Diwan, “Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt : influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l’effet Faraday,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2014.
- [7] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295–2298, 1991.
- [8] A. Gascon, “Fabrication et caractérisation de cristaux photoniques pour exaltation de fluorescence,” Thèse de doctorat, Université de Montréal, 2010.
- [9] K. Liu, L. Shen, and S. He, “One-way edge mode in a gyromagnetic photonic crystal slab,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 19, p. 4110, 2012.
- [10] X. Shi, “Design, Fabrication and Characterization of One Dimensional Photonic Crystal Devices,” Thèse de doctorat, Bath university, 2007.
- [11] I. A. Sukhoivanov and I. V. Guryev, *Photonic crystals, Physics and practical modeling*, Springer., vol. 152. 2009.
- [12] A. W. Eckert, *The World of Opals*, Wiley. New York, 1997.
- [13] P. Vukusic, J. R. Sambles, C. R. Lawrence, and R. J. Wootton, “Quantified interference and diffraction in single Morpho butterfly scales,” *proceeding R. Soc. London B*, vol. 266, no. April, pp. 1403–1411, 1999.
- [14] S. Berthier, E. Charron, and J. Boulenguez, “Morphological structure and optical properties of the wings of Morphidae,” *Insect Sci.*, vol. 13, pp. 145–157, 2006.
- [15] A. R. Parker and R. C. Mcphedran, “Photonic engineering: Aphrodite’s iridescence,” *Nature*, vol. 409, no. 4, pp. 36–37, 2001.
- [16] S. Kinoshita, S. Yoshioka, and J. Miyazaki, “Physics of structural colors,” *Reports Prog. Phys.*, vol. 71, no. 7, 2008.
- [17] R. Zi, Jian, Yu, Xindi, Li, Yizhou, Hu, Xinhua, Xu, Chun, Wang, Xingjun, Liu, Xiaohan, Fu, “Coloration strategies in peacock feathers,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 100, no. 22, pp. 12576–12578, 2003.
- [18] V. Muldarisnur, “Opal Photonic Crystals: Structure, Formation, and Optical Properties,” Thèse de doctorat, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [19] D. Yohan, “Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon,” thèse de doctorat, L’institut national des sciences appliquées de Lyon, 2001.
- [20] I. OUAHAB, “Contribution à la conception des Switches tout optique dans les cristaux photoniques non- linéaires,” Thèse de doctorat, Université Djillali Liabes de Sidi- Bel-Abbes, 2017.
- [21] S. Arafa, “Étude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection,” Thèse de doctorat, Université des frères Mantouri, Constantine 1, 2018.
- [22] S. Massaoudi, “Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites

- photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultraréfraction," Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2005.
- [23] A. Benmerkhi, "Optimisation Du Confinement De La Lumiere Dans Des Cavites a Cristaux Photoniques," Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2012.
- [24] R. Moukhtari, "Thèse Contribution à L'étude et La Conception Des Cavités," Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf-M'sila, 2018.
- [25] H. Otmani, "Étude théorique des propriétés magnéto-optiques de cristaux magnéto photoniques à structure ferrite grenat de bismuth ( BIG )," Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine1, 2014.
- [26] A. Harhouz, "Contribution à l' étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques," Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M'sila, 2017.
- [27] M. Zelsmann, "Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière," Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2003.
- [28] F. Bougriou, "Etude théorique des matériaux a bandes interdites photoniques bidimensionnels : applications dans le domaine du guidage optique et la détection," Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2013.
- [29] A. Benmerkhi, "Influence des paramètres géométriques sur la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels," Mémoire de magister, Université des Frères Mentouri Constantine1, 2008.
- [30] B. Lombardet, "Étude Et Réalisation De Cristaux Photoniques Pour L'optique Intégrée," Thèse de doctorat, École polytechnique fédérale de lausanne, 2005.
- [31] R. Bendjelloul, "Etude du couplage dans les guides d'onde à cristaux photoniques," Mémoire de magister, Université des Frères Mentouri, Constantine, 2009.
- [32] C. Blin, "Développement de cristaux photoniques en diamant : modélisation , technologie et application à la biodétection," Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris, 2015.
- [33] R. D. M. John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, *photonic Crystals: Modeling the flow of light*, Princeton. 2008.
- [34] K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, R. Biswas, and M. Sigalas, "Photonic band gaps in three dimensions: New layer-by-layer periodic structures," *Solid State Commun.*, vol. 89, no. 5, pp. 413–416, 1994.
- [35] H. S. Sözüer and J. P. Dowling, "Photonic band calculations for woodpile structures," *J. Mod. Opt.*, vol. 41, no. 2, pp. 231–239, 1994.
- [36] J. Lin, S. Y., Fleming, J. G., Hetherington, D. L., Smith, B. K., Biswas, R., K.M.Ho, Sigalas, M. M., Zubrzycki, W., Kurtz, S. R., Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251–253, 1998.
- [37] S.-Y. Lin and J. G. Fleming, "A three-dimensional photonic crystal," *IEEE J. Light. Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 1944–1947, 1999.
- [38] Y. A. Vlasov, X. Z. Bo, J. C. Sturm, and D. J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289–293, 2001.
- [39] B. Wild, "Étude Expérimentale Des Propriétés Optiques Des Cristaux Photoniques Bidimensionnels Et De Leur Accordabilité," Thèse de doctorat, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Allemagne, 2006.
- [40] S. G. Johnson, "Photonic Crystals: From Theory to Practice," Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology, 2001.
- [41] S. K. Nagabandi, "Resonant Nano-Photonic Silicon Structures," Thèse de doctorat, Technical University of Denmark, 2006.
- [42] K.-B. Lazhar, "Conception de micro-nanocavités à base de cristaux photoniques en

- silicium et nitrure de silicium en vue d'application en optique intégrée et non linéaire," Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine, 2017.
- [43] P. Roland, I. Zeng, Y. Han, Z. Checoury, X. Blin, C. Kurdi, M El, Ghrib, A. Sauvage, S. Gayral, B. Brimont, C. Semond, F. Boucaud, "Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, pp. 011104–4, 2014.
- [44] N. Kawai *et al.*, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, pp. 2289–2292, 2001.
- [45] R. Dey, "Optical Power Splitting Techniques Using Photonic Crystal Line Defect Waveguides," Thèse de doctorat, Western University, 2011.
- [46] D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, "Sensors and Actuators A : Physical The properties of lattice-shifted microcavity in photonic crystal slab and its applications for electro-optical sensor," *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 171, no. 2, pp. 146–151, 2011.
- [47] Y. Zhang, Y. Zhao, D. Wu, and Q. Wang, "Fiber Loop Ring-Down Refractive Index Sensor Based on High- Q Photonic Crystal Cavity," *IEEE Sens. J.*, vol. 14, no. 6, pp. 1878–1885, 2014.
- [48] J. X. Yong Zhang, Danping Li, Cheng Zeng, Xingzhi Qiu, Ge Gao, Yi Wang, Qingzhong Huang, Jinzhong Yu, "Low Power and Large Modulation Depth Optical," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 23, pp. 2399–2402, 2014.
- [49] Y. Yang, D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, "Sensors and Actuators A : Physical Photonic crystal stress sensor with high sensitivity in double directions based on shoulder-coupled aslant nanocavity," *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 193, pp. 149–154, 2013.
- [50] A. Majumdar, J. Kim, J. Vuckovic, and F. Wang, "Electrical Control of Silicon Photonic Crystal Cavity by Graphene," *Nano Lett.*, vol. 13, pp. 515–518, 2013.
- [51] B. Li and C. Lee, "NEMS diaphragm sensors integrated with triple-nano-ring resonator," *Sensors Actuators A Phys.*, vol. 172, pp. 61–68, 2011.
- [52] T. Thi, F. Hsiao, C. Lee, W. Xiang, C. Chen, and W. K. Choi, "Sensors and Actuators A : Physical Optimization and comparison of photonic crystal resonators for silicon microcantilever sensors," *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 165, no. 1, pp. 16–25, 2011.
- [53] C. Caër, S. F. Serna-otálvaro, W. Zhang, X. Le Roux, and E. Cassan, "Liquid sensor based on high- Q slot photonic crystal cavity in silicon-on-insulator configuration," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 20, pp. 5792–5794, 2014.
- [54] J. H. Wülbern *et al.*, "Electro-optic modulation in slotted resonant photonic crystal heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, pp. 241107–3, 2009.
- [55] I. N. Söllner, "Quantum Dots in Photonic Crystal Waveguides : from efficient single photon sources to deterministic photon-photon interaction," 2014.
- [56] S. Kheffache, "Propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels," Thèse de doctorat, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2011.
- [57] A. Zakrzewski and S. Patela, "Investigation of the laser acetylene sensor based on two-dimensional photonic crystal," *Sensors Actuators A. Phys.*, 2017.
- [58] T. Stomeo *et al.*, "Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology," *Microelectron. Eng.*, vol. 84, no. 5–8, pp. 1450–1453, 2007.
- [59] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, and A. Bjarklev, "Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, no. 3, pp. 305–330, 1999.
- [60] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations of photonic crystal fibres*. London: Imperial College Press, 2005.
- [61] F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*, Springer. 2011.



---

**Chapitre 2.**  
**Matériaux et composants**  
**magnéto-optiques et**  
**cristaux magnéto-**  
**photoniques**

---

## Chapitre 2.

# Matériaux et Composants Magnéto-Optiques et Cristaux Magnéto-Photoniques

---

### Sommaire

Introduction .....	37
2.1 Milieux anisotropes et milieux biréfringents .....	37
2.2 Effets magnéto-optiques .....	38
2.3 Tenseur de permittivité diélectrique .....	39
2.4 Principaux effets magnéto-optiques .....	40
2.4.1 Effet Faraday (Rotation Faraday).....	40
2.4.2 Effets Cotton-Mouton et Voigt .....	42
2.4.3 Effet Kerr.....	42
2.5 Théorie de la conversion de mode .....	43
2.6 Les matériaux magnétiques .....	45
2.6.1 Classification des matériaux selon leurs propriétés magnétiques .....	46
2.6.1.1 Matériaux magnétiques durs.....	48
2.6.1.2 Matériaux magnétiques doux.....	49
2.7 Matériaux magnéto-optiques .....	50
2.7.1 Matériaux transparents .....	50
2.7.2 Matériaux réflecteurs.....	50
2.8 Les Ferrites .....	50
2.8.1 Les grenats ferrimagnétiques.....	51
2.8.1.1 Grenat de Fer et d'Yttrium .....	52
2.8.2 Les spinelles .....	52
2.8.3 La magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ).....	53
2.9 Fluides magnétiques : .....	54
2.9.1 Propriétés optiques .....	55
2.9.2 Applications .....	55
2.10 L'isolateur optique : .....	57
2.10.1 Principe de fonctionnement d'un isolateur.....	57
2.10.2 Les types des isolateurs : .....	59
2.10.2.1 Isolateurs intégrés à rotation .....	59

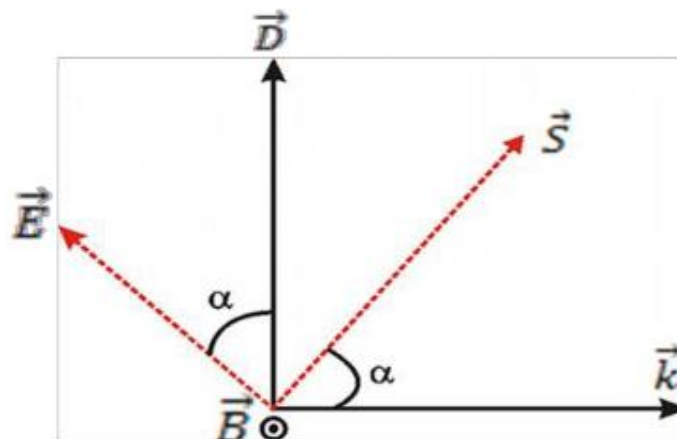
2.10.2.2	Isolateurs intégrés à déphasage .....	60
2.11	Les cristaux magnéto-photoniques .....	61
2.11.1	Les cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels.....	61
2.11.2	Les cristaux magnéto-photoniques bidimensionnels.....	63
2.11.3	Les cristaux magnéto-photoniques tridimensionnels .....	66
2.12	Circulateur magnéto-photoniques.....	67
	Conclusion .....	69
	Références du chapitre 2.....	69

## Introduction

Les effets magnéto-optiques présentent un intérêt fondamental pour les applications où un comportement non-réciproque est requis. Le principe de fonctionnement est basé sur la non-réciprocité de l'effet Faraday. Les propriétés des matériaux magnéto-optiques et magnétiques et leurs classification sont détaillées, ainsi que, l'état de l'art des cristaux magnéto-photoniques en soulignant principalement les travaux concernant l'étude des effets magnéto-optiques, notamment l'effet Faraday. Dans la dernière partie, Nous présentons une description brève des nanoparticules magnétiques en particulier, les magnétites, et leurs applications dans le domaine des télécommunications.

### 2.1 Milieux anisotropes et milieux biréfringents

Les propriétés optiques d'un milieu anisotrope varient selon la direction de propagation de l'onde. Les grandeurs qui définissent les propriétés de ces milieux sont tensorielles. Ainsi, la polarisation  $\vec{P}$  et l'induction électrique  $\vec{D}$  ne sont plus parallèles à  $\vec{E}$ . La direction de propagation de l'énergie lumineuse est donnée par le vecteur de Poynting  $\vec{S}$ . Ce vecteur  $\vec{S}$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$  ne sont pas colinéaires, cela signifie que les ondes ne se propagent pas dans la direction du vecteur d'onde  $\vec{k}$  (voir la Figure 2.1), sauf dans des directions privilégiées [1].



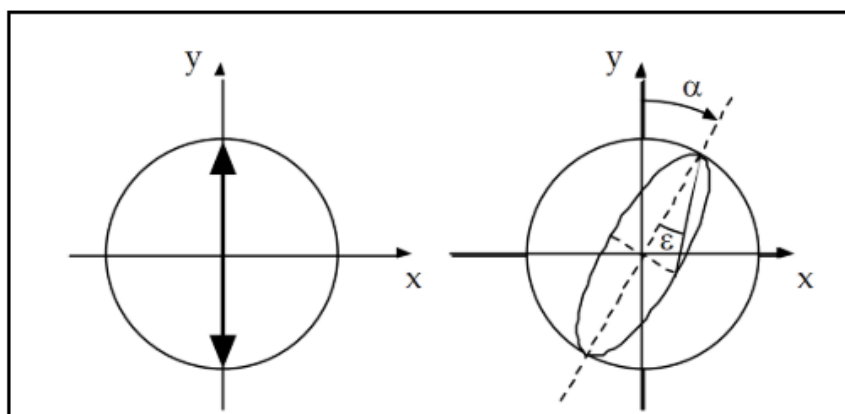
**Figure 2.1:** Structure d'une onde plane dans un milieu anisotrope [1].

D'autre part, l'indice de réfraction est une grandeur qui caractérise la réponse d'un milieu à une excitation électromagnétique périodique. Sous l'action de contraintes extérieures telles que l'application d'un champ magnétique (effet magnéto-optique), l'indice de réfraction devient anisotrope. On parle alors de biréfringence (double réfraction). Ce phénomène implique des variations de vitesse de propagation d'une onde lumineuse en fonction de l'orientation de sa polarisation. Dans le cas d'un milieu biréfringent, la différence de vitesse de propagation génère une déformation de l'ellipse de polarisation (milieu optiquement anisotrope). Le terme de biréfringence peut alors préciser la différence d'indice entre deux ondes possédant des états de polarisation différents [2].



## 2.2 Effets magnéto-optiques

Soit une onde polarisée linéairement, lors de son interaction avec un milieu magnétique celle-ci subit, une rotation  $\alpha$  de son axe de polarisation et une modification de son ellipticité  $\varepsilon$  (voir la Figure 2.2). Par conséquent, le champ magnétique appliqué provoque une anisotropie optique responsable des effets magnéto-optiques (MO). La vitesse de phase de la lumière dans un matériau anisotrope, dépend de sa polarisation et de sa direction de propagation. Dans le cas général, en présence de l'anisotropie, l'état de polarisation d'une onde plane change au fur et à mesure qu'elle se propage dans le cristal [1].



**Figure 2.2 :** Une lumière polarisée linéairement (à gauche) subit une rotation  $\alpha$  de sa polarisation ainsi qu'une ellipticité  $\varepsilon$  après réflexion sur surface aimantée.

Lorsque l'on applique un champ magnétique statique  $\vec{B}$ , à un matériau quelconque, les électrons de ces matériaux subissent la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1)$$

Où  $q$  est une charge électrique qui se déplace à une vitesse  $\vec{v}$ .

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse le matériau, le déplacement électronique dû à la force de Lorentz génère une polarisation magnéto-optique  $\vec{P}_{MO}$  donnée par :

$$\vec{P}_{MO} = i \cdot \varepsilon_{MO} \cdot \vec{n} \wedge \vec{E} \quad (2)$$

La permittivité du matériau  $\vec{\varepsilon}$  est donc la somme des polarisations classiques des diélectriques et cette polarisation magnéto-optiques, cette permittivité s'écrit [3]:

$$\vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} + i \cdot \varepsilon_{MO} \cdot \begin{pmatrix} 0 & -n_z & n_y \\ n_z & 0 & -n_x \\ -n_y & n_x & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Par rapport aux contributions classiques, les effets magnéto-optiques ont la particularité d'induire un couplage entre les composantes des champs. Ce phénomène qui apparaît sous la

forme de termes non diagonaux dans la matrice de la permittivité est décrit dans le paragraphe suivant.

### 2.3 Tenseur de permittivité diélectrique

Les propriétés macroscopiques d'un matériau aimanté sont définies par le tenseur de permittivité diélectrique  $\varepsilon_r(\vec{r})$  reliant le vecteur d'induction électrique  $\vec{D}$  au vecteur champ électrique  $\vec{E}$ . Le tenseur de permittivité diélectrique pour un matériau anisotrope soumis à un champ magnétique orienté selon Oz s'écrit [4]:

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Les éléments diagonaux  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$  correspondent à la permittivité du milieu isotrope et les éléments hors diagonaux  $\varepsilon_{mo} = -\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = g$ , représentent les effets MO. Ces éléments sont proportionnels à l'aimantation ou au champ magnétique appliqué.

$$\varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy} = \gamma \cdot M_z = g \quad (5)$$

Avec  $g$  la gyrotropie,  $\gamma = Cte$  et  $M_z$  l'aimantation selon Oz.

Considérons une onde électromagnétique plane incidente, de vecteur d'onde  $\vec{k}$ , à une distance  $\vec{r}$  de la source. On a :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (6)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = H_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (7)$$

La résolution des équations de Maxwell conduit à :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = N^2 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

Avec  $N = n + ik$  indice de réfraction complexe du milieu.

D'où :

$$\varepsilon_{xx} E_x - i\varepsilon_{xy} E_y = N^2 E_x \quad (9)$$

$$i\varepsilon_{yx} E_x + \varepsilon_{xx} E_y = N^2 E_y \quad (10)$$

$$E_z = 0 \quad (11)$$

La résolution de ces équations conduit à l'équation suivante :

$$N^4 - 2\varepsilon_{xx} N^2 + \varepsilon_{xx}^2 - \varepsilon_{xy}^2 = 0 \quad (12)$$

La solution à cette équation montre que seules deux familles d'ondes indépendantes peuvent se propager :

- Les vibrations circulaires droites (vcd) : caractérisées par un indice de propagation  $N_d = n_d + ik_d = \pm\sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}}$  et la relation  $E_y = -iE_x$  illustre par un retard de phase de  $90^\circ$  du champ  $E_x$  par rapport au champ  $E_y$ .
- Les vibrations circulaires gauches (vcg) : caractérisées par un indice de propagation  $N_g = n_g + ik_g = \pm\sqrt{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}}$  et la relation  $E_y = iE_x$  traduit une avance de phase de  $90^\circ$  du champ  $E_x$  par rapport au champ  $E_y$ .

Ces polarisations circulaires droite et gauche constituent les états propres de propagation dans un matériau aimanté dans la direction de propagation. Ils sont à l'origine de l'effet Faraday [4].

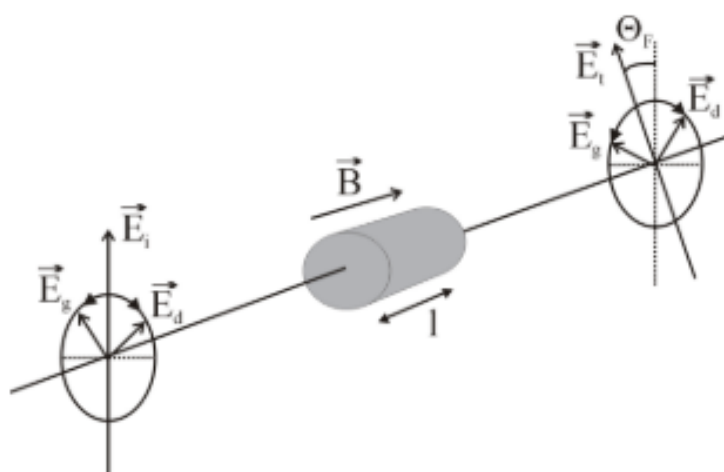
## 2.4 Principaux effets magnéto-optiques

### 2.4.1 Effet Faraday (Rotation Faraday)

L'effet Faraday (gyotropie optique) découvert par Michael Faraday en 1845, décrit l'interaction entre la lumière et un matériau aimanté. Cet effet apparaît lorsqu'un matériau est exposé à un champ magnétique parallèle à la direction de propagation. L'application de ce champ peut créer une symétrie circulaire qui ne permet que la propagation d'onde électromagnétique ayant une polarisation circulaire. Lorsque la polarisation linéaire atteint le matériau, les deux composants circulaires se propagent à des vitesses différentes. Ainsi après une distance  $L$ , un déphasage  $\Delta\Phi$  est généré [5]:

$$\Delta\Phi = \left(\frac{2\pi \cdot L}{\lambda}\right) \text{Re}(N_g - N_d) \quad (13)$$

La recombinaison des deux composants circulaires donne lieu à un déphasage  $\Delta\Phi$ , qui donne lieu à une variation de l'angle de polarisation, il s'agit de la rotation Faraday (voir la Figure 2.3).



**Figure 2.3 :** Rotation Faraday: évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique longitudinal [5].

Cet angle de rotation  $\Theta_F$ , appelé angle de rotation de Faraday vaut [6]:

$$\Theta_F = \frac{\Delta\Phi}{2} = \frac{1}{2}(\beta_- - \beta_+)L = \left(\frac{2\pi \cdot d}{\lambda}\right) \text{Re}(\sqrt{\varepsilon_{xx} + g} - \sqrt{\varepsilon_{xx} - g}) \cong \left(\frac{2\pi \cdot L}{\lambda}\right) \frac{\text{Re}(g)}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}} \quad (14)$$

Les constantes de propagation sont égales à  $\beta_+ = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_+}$ ,  $\beta_- = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_-}$  et  $\varepsilon_+ = \varepsilon_{xx} - g$ ,  $\varepsilon_- = \varepsilon_{xx} + g$ .

$\Theta_F$  est proportionnel à la gyrotropie ( $g$ ) et à la longueur  $L$  du matériau.

La rotation Faraday spécifique par unité de longueur est donnée par :

$$\theta_F(^{\circ}/\text{cm}) = \frac{\Delta\Phi}{L} = \frac{\pi \text{Re}(g)}{\lambda\sqrt{\varepsilon_{xx}}} \quad (15)$$

Dans les matériaux diamagnétiques et paramagnétiques,  $g$  est proportionnelle au champ magnétique appliqué  $H$ , la rotation Faraday devient alors :

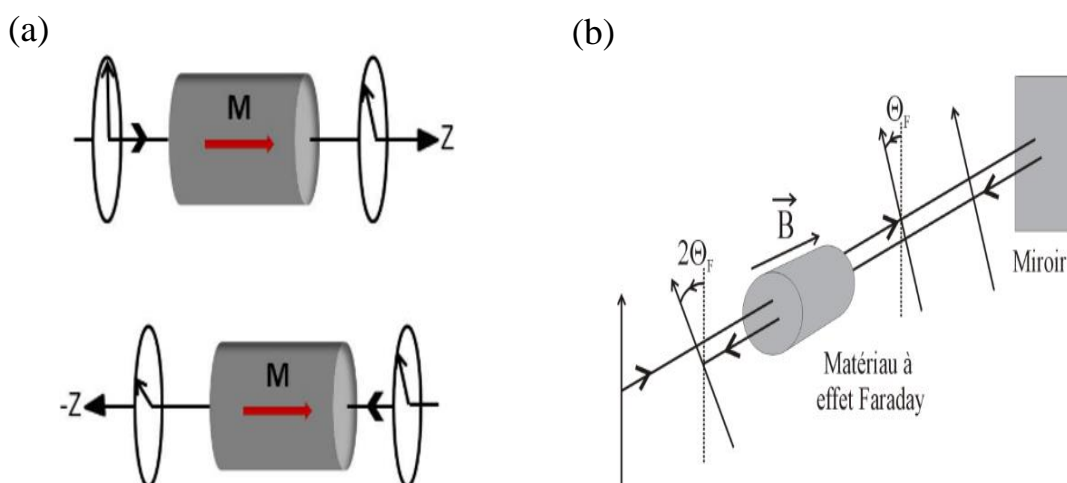
$$\theta_F = V \cdot H \cdot L \quad (16)$$

Où  $V$  est la constante de Verdet.

Pour un matériau ferromagnétique  $\theta_F$  est donné par :

$$\theta_F[^{\circ}/\text{cm}] = F \left(\frac{M}{M_s}\right) L \quad (17)$$

Où  $M_s$  est l'aimantation à saturation et  $F$  le coefficient de rotation de Faraday.



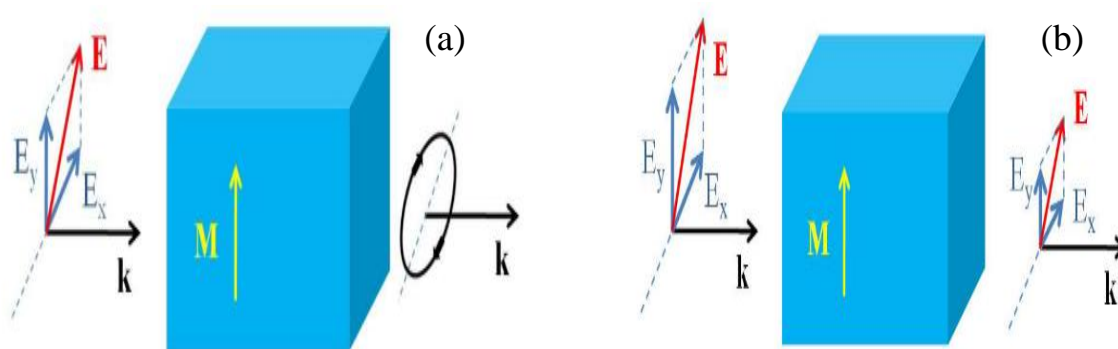
**Figure 2.4:** (a) l'effet non-réciproque de la rotation Faraday [6], (b) Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller - retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique. Vu l'orientation du champ par rapport à la direction de propagation, les rotations à l'aller et au retour s'ajoutent [5].

Si le champ appliqué  $H$  est inversé la rotation l'est également. Cela signifie que la rotation de la polarisation dépend uniquement de la direction de l'aimantation et non pas de la direction de propagation de la lumière, d'où vient la non réciprocity de l'effet Faraday (Figure 2.4 (a)). Une onde faisant un aller et retour dans un matériau subit une rotation de polarisation égale à  $2\theta_F$ , donc les rotations s'additionnent (Figure 2.4(b)).

### 2.4.2 Effets Cotton-Mouton et Voigt

Les effets Voigt et Cotton-Mouton ont été découverts en 1902 et 1907. Ils apparaissent lorsqu'une onde lumineuse se propageant selon Oz traverse un matériau dont l'aimantation est perpendiculaire à la direction de propagation. Deux effets réciproques sont distingués : l'effet Cotton-Mouton ou l'effet de Voigt autrement dit la biréfringence linéaire magnétique (MLB) et le dichroïsme linéaire magnétique (MLD).

Le premier effet (Figure 2.5(a)) apparaît lorsque la lumière linéairement polarisée possède un plan de polarisation incliné par rapport à la direction d'aimantation. Dans ce cas, la polarisation a une composante linéaire parallèle et une composante linéaire perpendiculaire à la direction d'aimantation. La différence des vitesses de propagation de ces deux composantes provoque l'ellipticité de polarisation de la lumière.



**Figure 2.5 :** (a) Schéma de l'effet MLB, (b) Schéma de l'effet MLD

Tandis que, le deuxième effet apparaît dans un milieu magnéto-optique absorbant (Figure 2.5(b)). Cet effet consiste en la différence d'absorption des deux composantes de polarisation  $E_x$  et  $E_y$ .

Dans le milieu où les effets MLB et MLD sont présents simultanément, on parle d'effet général de Cotton-Mouton. Cet effet se manifeste par une rotation de l'angle de l'ellipse de polarisation pendant la propagation de la lumière à travers le milieu aimanté [7]. Ces deux effets sont insensibles au sens du champ et apparaissent souvent lorsque l'effet Faraday est nul [1].

### 2.4.3 Effet Kerr

L'effet Kerr magnéto-optique (l'équivalent de l'effet Faraday en réflexion) a été découvert en 1888 par John Kerr. Il résulte d'une différence d'absorption entre les composantes polarisées

circulairement et le déphasage entre elles. L'effet Kerr se traduit par la rotation du plan de polarisation d'un faisceau incident après réflexion sur un matériau.

Selon l'orientation de l'aimantation, trois principaux types d'effet Kerr magnéto-optique peuvent être distingués.

- Effet Kerr Polaire : il se manifeste lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan de l'interface et est dans le plan d'incidence (voir figure 2.6(a)). Dans ce cas l'effet dépend uniquement de la composante perpendiculaire de l'aimantation et non de la direction de propagation de l'onde incidente.

- Effet Kerr longitudinal : Le faisceau arrive en incidence oblique, l'aimantation se trouve dans le plan d'incidence de la lumière (voir figure 2.6(b)). Ainsi l'état de polarisation de l'onde réfléchi dépend uniquement de la direction de polarisation de l'onde incidente [1].

Donc ces deux effets donnent naissance à un couplage entre les deux composantes parallèle et perpendiculaire de l'onde incidente. Ainsi, si la lumière incidente est polarisée linéairement, elle subit lors de la réflexion une rotation de sa direction de polarisation associée à une ellipticité [5].

-Tandis que dans l'effet Kerr transverse, l'aimantation est parallèle à l'interface mais perpendiculaire au plan d'incidence (voir figure 2.6(c)). Il induit une variation d'intensité et de phase non-réciproque de la lumière linéairement polarisée réfléchi sur le milieu MO. Ainsi, on n'observe ni rotation ni apparition d'ellipticité du plan de polarisation de la lumière. Cette configuration est plus facile à mettre en place en optique intégrée [7].

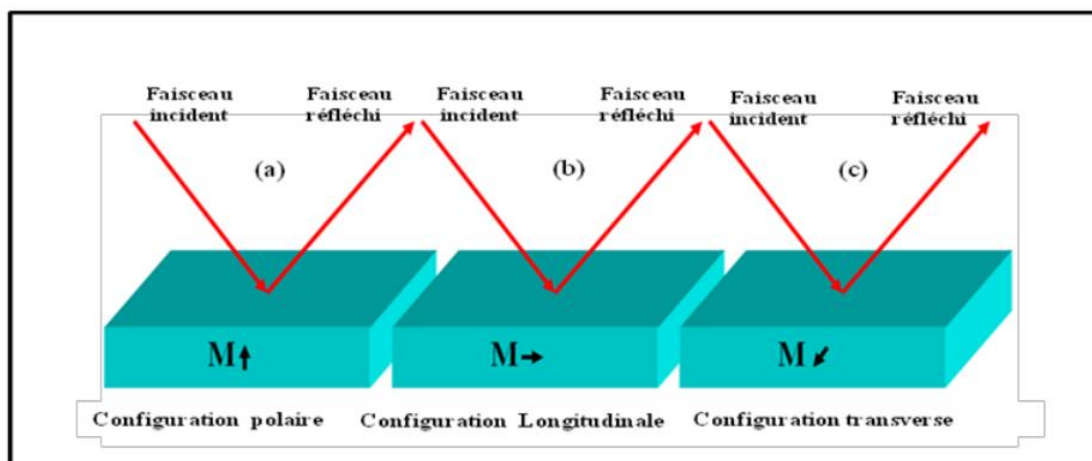
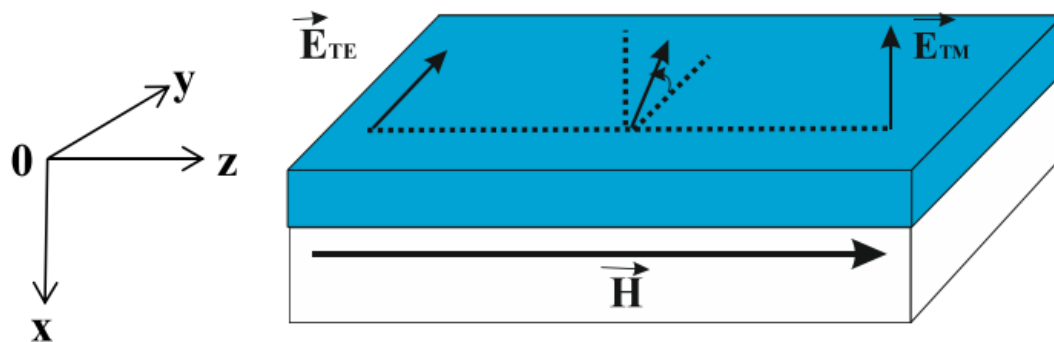


Figure 2.6: Configuration Kerr: (a) Polaire, (b) Longitudinale, (c) Transverse [1].

## 2.5 Théorie de la conversion de mode

La technique de conversion de mode TE-TM consiste à réaliser, sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à la direction de propagation, un couplage entre les modes TE et TM d'un guide planaire (Figure 2.7). Ce couplage qui équivaut à la rotation de la polarisation en configuration guidée, provient des coefficients hors diagonaux du tenseur de permittivité (Equation (4)).



**Figure 2.7 :** Configuration permettant le couplage de mode TE-TM. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes  $E_{TE}$  et  $E_{TM}$ .

Néanmoins, en prenant en compte la propagation de vibrations circulaires droite et gauche. L'équation des modes couplés s'écrit [8]:

$$\frac{dA_{TE}}{dz} = KA_{TM} \exp(i\Delta\beta z) \quad (18)$$

$$\frac{dA_{TM}}{dz} = K^*A_{TE} \exp(-i\Delta\beta z) \quad (19)$$

$A_{TE}$  et  $A_{TM}$ , les amplitudes des modes TE et TM, et  $\Delta\beta$  représente la différence entre les constantes de propagation des deux modes :  $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$  et  $K$  la constante de couplage donnée par la relation :

$$K = i\varepsilon_{mo} \frac{w\varepsilon_0}{4\sqrt{P_{TE}P_{TM}}} \int E_{TE} E_{TM} dx dy \quad (20)$$

Où  $P_{TE}$  et  $P_{TM}$  sont les puissances associées à chaque mode.

Le rendement de conversion  $R(z)$  est défini comme le rapport de l'intensité du mode TE à la distance  $z$  à l'intensité du mode TM à l'origine :

$$R(z) = \frac{I_{TE}(z)}{I_{TM}(0)} \quad (21)$$

On définit alors le rendement maximal par l'équation [2] :

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \quad (22)$$

La distance de propagation, appelée longueur de couplage aboutissant à  $\Delta\beta = 0$  est décrite par :  
 $L_c = \pi/2|K|$

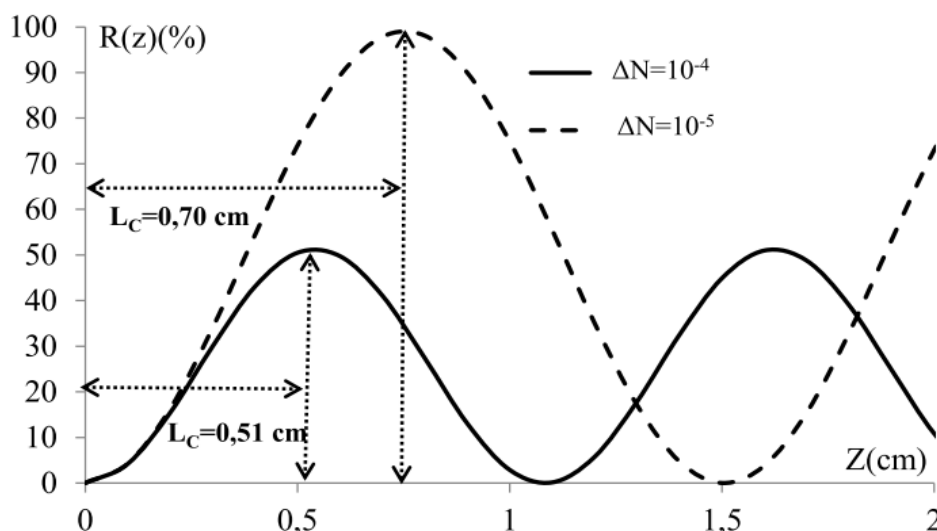
Si la différence de phase  $\Delta\beta$  n'est pas nulle, cette longueur est obtenue pour la demi-période du rendement et s'écrit :

$$L_C = \frac{\pi}{\sqrt{4\theta_F^2 + (\Delta\beta)^2}} \quad (23)$$

La constante de couplage  $K$  peut être simplifiée pour être exprimée simplement en fonction de la rotation Faraday spécifique  $\theta_F$  [8] :

$$K = i \frac{\varepsilon_0 \pi}{\lambda n} \cong i \theta_F \quad (24)$$

L'exemple d'une présentation d'un rendement de conversion maximale en fonction de la distance de propagation  $z$  dans un guide magnéto-optique à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  et  $\theta_F = 120^\circ/\text{cm}$ , est illustré sur la figure suivante.



**Figure 2.8:** Rendement de conversion  $R(z)$  en fonction de la distance de propagation pour deux guides possédant deux différentes biréfringences modales différentes pour un coefficient de couplage  $\theta_F = 120^\circ/\text{cm}$  à  $1550\text{nm}$  [2].

Comme le montre la figure, la biréfringence modale peut limiter le taux maximum de conversion  $R_m$ . Pour une biréfringence modale de  $10^{-5}$  et une rotation Faraday de  $120^\circ/\text{cm}$ , une conversion complète de  $0,7\text{ cm}$  est obtenue. Par contre, dans le deuxième cas ou  $\Delta\beta = 10^{-4}$  elle est égale à  $0,51\text{cm}$ . Ceci montre la nécessité de réduire la valeur de  $\Delta\beta$  pour améliorer le rendement de conversion de mode TE-TM et réaliser un effet non réciproque en configuration guidée.

## 2.6 Les matériaux magnétiques

Les matériaux magnétiques sont constitués d'atomes, molécules, ou ions, qui possèdent un moment magnétique permanent. Ces matériaux sont caractérisés par des propriétés intrinsèques et extrinsèques. Les propriétés intrinsèques sont les caractéristiques structurales à l'échelle atomique tels que : la température de Curie, l'aimantation à saturation et l'anisotropie magnéto



cristalline. Généralement ces propriétés sont liées à l'interaction des électrons entre eux et à leur interaction avec les noyaux et elles sont indépendantes de la quantité de la matière. D'autre part, les propriétés magnétiques extrinsèques sont le champ coercitif et l'aimantation rémanente, déduite du cycle d'hystérésis. Les matériaux magnétiques sont utilisés dans divers domaines tels que les aimants permanents et l'enregistrement magnétique à haute densité. Pour la grande majorité de ces applications, la température de Curie doit être supérieure à la température ambiante [9].

La réponse d'un matériau à un champ appliqué et les caractéristiques magnétiques importantes d'un échantillon sont représentés par le cycle d'hystérésis. En général on utilise le cycle d'hystérésis pour remonter à certaines grandeurs physiques telles que l'aimantation rémanente et le champ coercitif. L'aimantation rémanente est l'aimantation résiduelle à champ nul après saturation. Le champ coercitif correspond au champ inverse qu'il faut appliquer pour obtenir une aimantation nulle après que le matériau a été saturé. La coercitivité est une propriété de nature extrinsèque, elle dépend de la microstructure du matériau et elle est liée à l'anisotropie magnétique.

### 2.6.1 Classification des matériaux selon leurs propriétés magnétiques

Dans un matériau massif, les atomes se comportent comme de petits aimants, caractérisés par leur moment magnétique. Lorsqu'on applique un champ magnétique  $H$ , ces aimants s'orientent selon le champ et le matériau acquiert alors une aimantation  $M$ . La relation entre l'aimantation magnétique, le champ magnétique  $H$  appliqué, et  $B$  induction du matériau (la quantité de flux magnétique par unité de surface) est donnée par [9] :

$$B = \mu_0(H + M) \quad (25)$$

Avec  $\mu_0$  perméabilité magnétique du vide.  $H$  et  $M$  sont en Ampères/mètres (A/m) et  $B$  [weber/m<sup>2</sup> ou Tesla (T)]

La susceptibilité magnétique  $\chi$  est définie par :

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (26)$$

La perméabilité du matériau est donnée par :

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (27)$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) = \mu_0\mu_r \quad (28)$$

Avec  $\mu_r$  la perméabilité magnétique relative

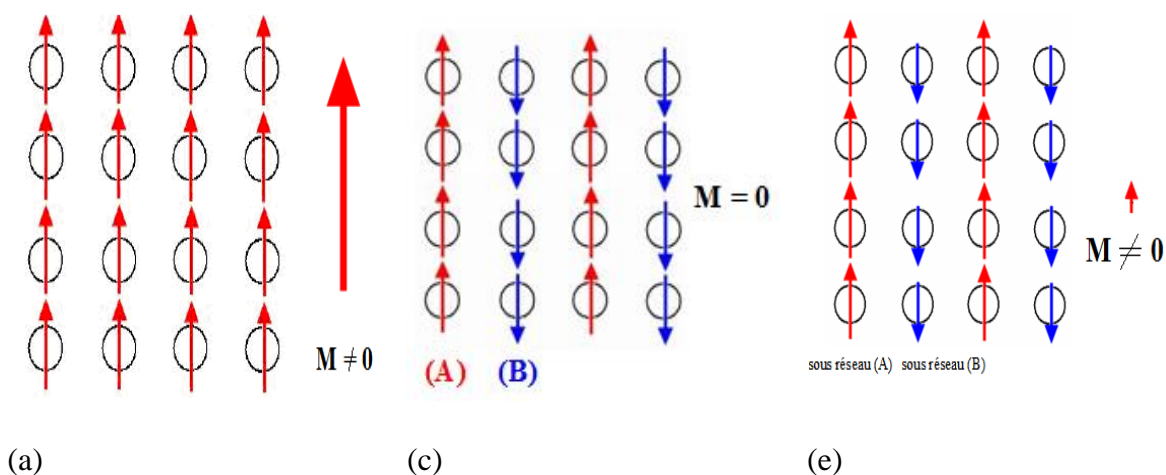
L'équation permettant de relier l'induction au champ magnétique est :

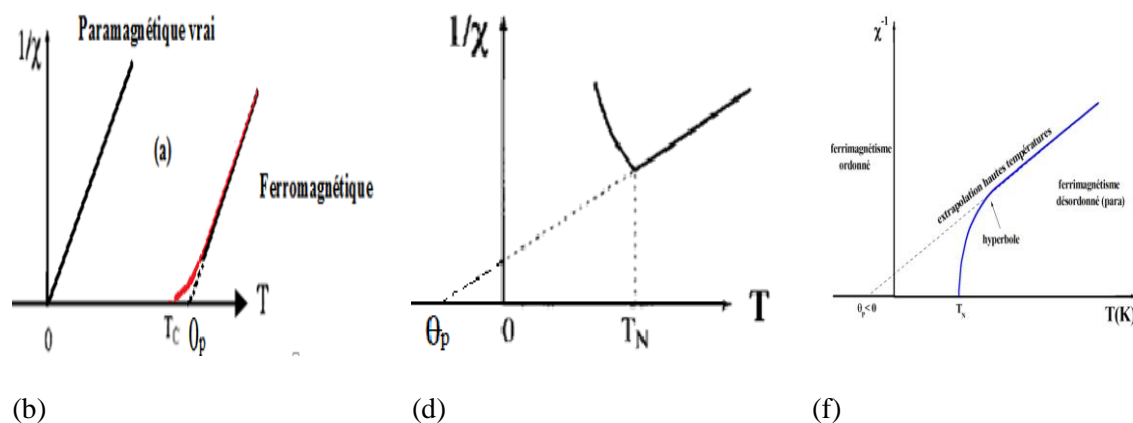
$$B = \mu_0(1 + \chi)H \quad (29)$$

Selon la valeur de la susceptibilité magnétique  $\chi$  et le comportement du matériau en présence d'un champ magnétiques, les moments magnétiques peuvent s'orienter de différentes

manières : paramagnétique, ferromagnétique, ferrimagnétique ou antiferromagnétique. La Figure 2.9 présente des représentations schématiques de la disposition des dipôles magnétiques dans différents matériaux magnétiques.

- Le paramagnétisme : en l'absence de champ magnétique, les moments dipolaires sont orientés de manière aléatoire. Sous l'action d'un champ extérieur, les moments magnétiques s'alignent parallèlement et augmentent ce champ, qui décroît cependant avec la température. La susceptibilité  $\chi$  est inversement proportionnelle à la température  $T$  :  $\chi = C/T$ , avec  $C$  la constante de Curie. Les paramagnétiques présentent un comportement de même nature que le ferromagnétisme, bien que beaucoup moins intense.
- Le ferromagnétisme désigne la capacité de certains matériaux à avoir une aimantation non nulle même en l'absence de champ magnétique appliqué. Les interactions favorisent l'alignement parallèle des moments magnétiques d'atomes voisins. L'aimantation de ces matériaux s'annule au-delà de la température de Curie. En dessous de cette température, les interactions dominent l'agitation thermique et une aimantation spontanée  $M_s$  apparaît en l'absence de champ appliqué. ils sont en général composés de domaines magnétiques qui avec l'application d'un champ magnétique faible peuvent conduire à une aimantation importante.
- L'antiferromagnétisme : Les moments s'alignent antiparallèlement en deux sous-réseaux d'aimantations égales et opposée, l'aimantation totale est donc nulle.
  - Le ferrimagnétisme (les ferrites) : sont constituées de deux ou trois sous-réseaux cristallins possédant des moments magnétiques antiparallèles. L'un des sous réseaux est prépondérant devant l'autre. En dessous de la température de Curie, une aimantation spontanée apparaît. Au-dessus de cette température, l'agitation thermique conduit à une susceptibilité similaire à celle d'un paramagnétique [9] [10].





**Figure 2.9:** (a) Réseau de spins alignés ferromagnétiquement, (b) Comparaison entre les variations thermiques de l'inverse de la susceptibilité magnétique  $1/\chi(T)$  d'un paramagnétique vrai et d'un composé ferromagnétique, (c) Couplage antiparallèle des moments magnétiques de deux sous-réseaux A et B dans un domaine antiferromagnétique, (d) Variation thermique de  $1/\chi$  d'un composé antiferromagnétique, (e) Réseau de spins alignés ferrimagnétiquement, (f) Transition de phase ferrimagnétique-paramagnétique.

Le tableau 1.1 présente les valeurs typiques de susceptibilité ainsi que quelques exemples représentatifs pour ce type de matériaux [11].

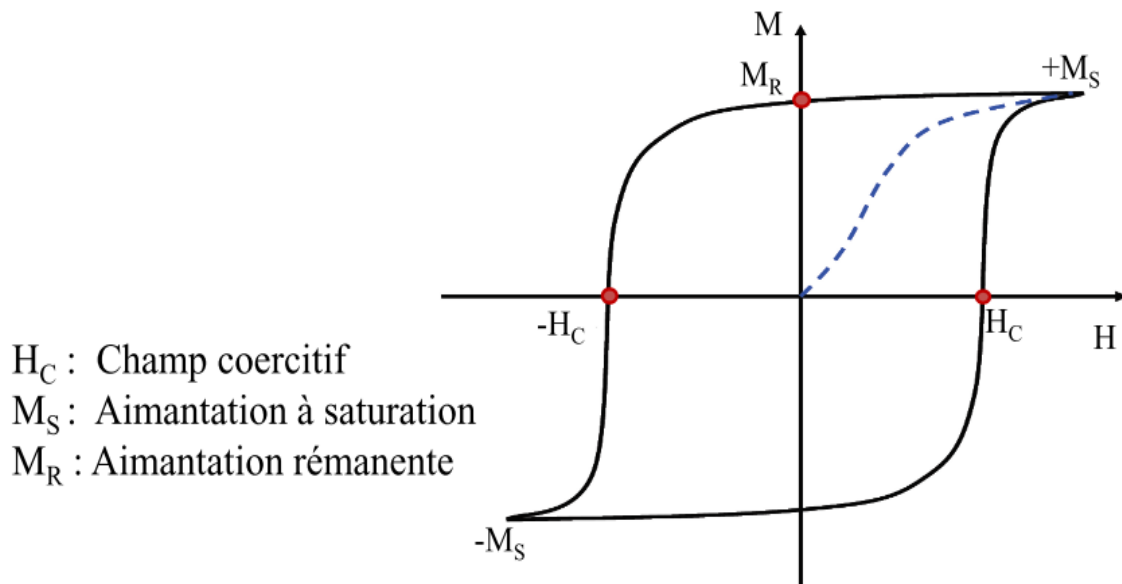
**Tableau 1.1 :** Susceptibilité magnétique des principaux types de matériaux magnétiques.

Type de matériau	Susceptibilité magnétique (sans unité)	Exemples
Diamagnétique	$\sim -1 \times 10^{-5}$	Cu, Au
Paramagnétique	$10^{-5}$ à $10^{-3}$	Al, Pt
Ferromagnétique	50 à 10000	Fe, Ni, Co
Ferrimagnétique	$\sim 3000$	FeO, MnO, ZnO

D'autre part selon la forme du cycle d'hystérésis et de la valeur de la coercitivité, on distingue trois grandes catégories de matériaux : matériaux doux, durs et semi durs [12].

### 2.6.1.1 Matériaux magnétiques durs

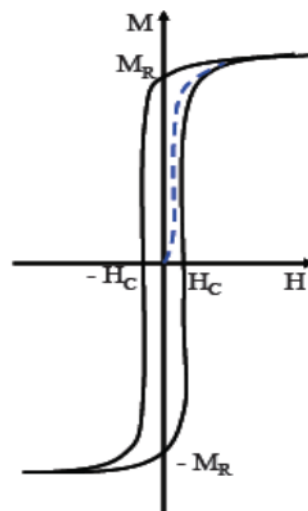
Les matériaux magnétiques durs sont ferromagnétiques ou ferrimagnétiques à température ambiante. Afin d'atteindre l'aimantation jusqu'à saturation, le champ magnétique extérieur doit être très fort. Ces matériaux ont un cycle d'hystérésis large (voir Figure 2.10), l'aimantation peut être considérée comme rémanente et permanente, après l'élimination du champ extérieur, la perméabilité diminue et ils deviennent difficiles à aimanter. Les matériaux magnétiques durs sont très utilisés pour réaliser des aimants permanents de très forte puissance. On cite par exemple des alliages AlNiCo et certains alliages à base de terres rares (alliage samarium-cobalt ou néodyme-fer-bore).



**Figure 2.10:** Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique dur [12].

### 2.6.1.2 Matériaux magnétiques doux

Les matériaux magnétiques doux sont caractérisés par leur capacité d'atteindre la saturation facilement avec un champ magnétique extérieur faible. Ces matériaux sont caractérisés par un cycle d'hystérésis étroit (voir la Figure 2.11) et une très grande perméabilité, ils peuvent être aimantés et désaimantés facilement, il s'agit donc d'une aimantation rémanente forte. Cependant cette aimantation se dissipe facilement sous l'action d'un champ magnétique inverse au coercitif. On cite par exemple le fer, certains aciers de fer et nickel, des ferrites ( $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ ). Ces matériaux magnétiques doux sont utilisés pour réaliser des électroaimants et des transformateurs [12].



**Figure 2.11 :** Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique doux.

## 2.7 Matériaux magnéto-optiques

Afin de répondre aux besoins des télécommunications, de nombreuses voies sont explorées pour développer des composants d'optique intégrée à effet magnéto-optiques. Ainsi, selon les domaines d'application, on distingue deux grandes classes [13].

La première regroupe les matériaux transparents utilisés en transmission. La seconde classe rassemble les matériaux réfléchissants.

### 2.7.1 Matériaux transparents

Il s'agit des matériaux diamagnétiques possédant une constante de verdet  $V$  élevée et des matériaux ferromagnétiques à fort effet Faraday. On peut citer les verres dopés au terbium et les grenats de terbium et d'aluminium utilisés pour réaliser des composants à effet non-réciproque tel que l'isolateurs optique [14]–[17], ou les matériaux semi-conducteurs magnétiques dilués qui présentent des rotations Faraday beaucoup plus grandes. Cependant, les matériaux magnéto-optiques les plus utilisés, et tout particulièrement dans le proche infrarouge pour les télécommunications optiques à cause de leur transparence dans cette région, sont les grenats ferrimagnétiques. Le matériau le plus connu est le Grenat de Fer et d'Yttrium, ou ses versions dopées. Du fait de leurs propriétés magnéto-optiques développées.

### 2.7.2 Matériaux réflecteurs

Ces matériaux présentent un effet Kerr significatif, cet effet s'observe par réflexion sur la surface d'un matériau soumis à un champ magnétique. Ces matériaux sont généralement développés et utilisés dans le domaine de l'enregistrement magnéto-optique. Les matériaux de choix pour ce type d'application sont principalement des alliages amorphes de type terres rares-métaux de transition et les composés de cérium et d'uranium [1].

## 2.8 Les Ferrites

Depuis 1940 Louis Néel a commencé à appliquer sa théorie du ferrimagnétisme à l'ensemble des ferrites. Cette théorie, publié en 1948 [18], décrit particulièrement les propriétés magnétiques statiques de ces matériaux telles que les aimantations spontanées et à saturation ainsi que la température de transition dite température de "Néel". Les ferrites disposent des ions localisés dans le cadre de l'approximation du champ moléculaire de Weiss (ou du champ moyen) similaires à celles des matériaux ferromagnétiques mais s'en distinguent par le fait que:

- Ils ne sont pas conducteurs.
- elles possèdent Une résistivité très élevée (de  $10^6$  à  $10^{10} \Omega.cm$ ).
- Des pertes diélectriques extrêmement faibles.
- Une perméabilité magnétique de quelques dizaines d'unités [19].

La ferrite peut être classée en trois familles principales selon la structure cristallographique :

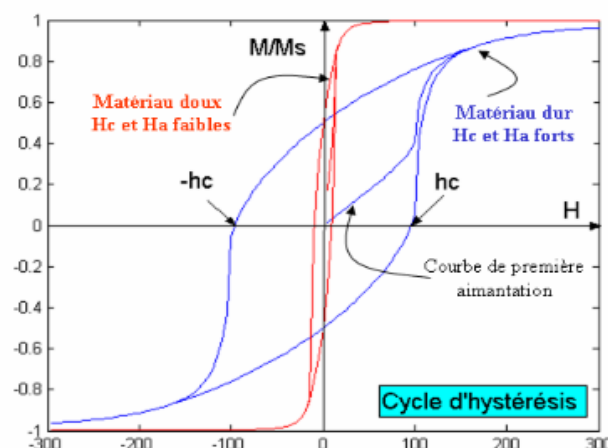
- Les spinelles  $X_3Fe_2O_4$  ( $X$  : métal bivalent = Fe, Co, Ni, Zn ...), ce type de ferrites cristallisent selon un réseau cubique à faces centrées. Ces ferrites sont utilisées dans les inductances et les transformateurs.
- Les grenats ferrimagnétiques, ils sont de la forme  $R_3Fe_5O_{12}$  ( $R$  : terre rare ou yttrium), le grenat le plus connu est le grenat de fer et d'yttrium (Yttrium Iron Garnet  $Y_3Fe_5O_{12}$ , YIG) [10].
- Les ferrites hexagonaux encore appelés hexa-ferrites de Baryum ( $Ba_3Fe_{12}O_{19}$ ).

Si on place la ferrite dans un champ magnétique l'orientation du moment magnétique des atomes est modifiée créant ainsi une magnétisation proportionnelle au champ magnétique extérieur, jusqu'à ce qu'une saturation soit atteinte. La perméabilité d'une ferrite saturée change suivant le sens de la magnétisation ; cette propriété est utilisée en hyperfréquence pour la réalisation de composants à caractéristiques directionnelles tels que les isolateurs.

### 2.8.1 Les grenats ferrimagnétiques

Les matériaux ferrimagnétiques sont divisés en domaines magnétiques appelés domaines de Weiss (spontanément aimantés), où l'énergie magnétique est minimale. Cette condition est responsable de la décomposition du cristal en domaines dont l'orientation des moments suit les directions de facile aimantation. La direction de l'aimantation spontanée locale varie de telle façon que le moment magnétique total du matériau est nul. Ces domaines sont séparés par des parois appelées parois de Bloch. Ces derniers présentent une épaisseur très petite. L'aimantation est dans ce cas parallèle à la paroi et l'énergie de champ démagnétisant dans la paroi reste très faible [10].

Une autre caractéristique des matières ferrimagnétiques est l'hystérésis, phénomène par lequel la magnétisation  $\vec{M}$  dépend de l'état antérieur de la matière, cela signifie qu'elle n'est pas déterminée d'une façon univoque par la valeur du champ  $\vec{H}$ . Quand on aimante pour la première fois un corps ferrimagnétique, la magnétisation croît d'abord proportionnellement au champ appliqué puis l'accroissement de celle-ci est moins rapide et au-delà d'une certaine valeur du champ, elle n'augmente plus : il s'agit de la courbe de première aimantation (Figure 2.12).



**Figure 2.12 :** Cycles d'hystérésis de matériau doux et dur avec la courbe de première aimantation.

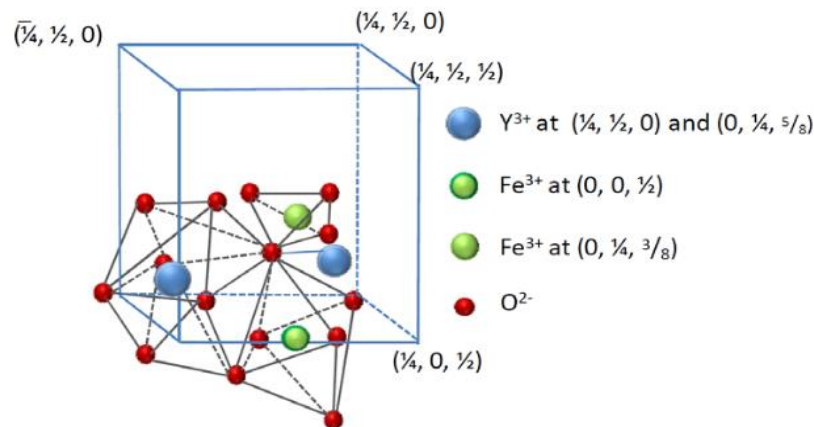
### 2.8.1.1 Grenat de Fer et d'Yttrium

Le Grenat de Fer et d'Yttrium (Yttrium Iron Garnet, YIG) [20] est un composant chimique de type  $\{Y_3^{3+}\}[Fe_2^{3+}](Fe_3^{3+})O_{12}^{2-}$  qui possède une structure cubique centrée constituée de 96 ions d'oxygène  $O^{2-}$ , et son groupe d'espace est le groupe  $Ia3O_h^{10}$  No.230. Les interstices appelés sites entre les ions oxygène sont occupés par les ions d'yttrium et de fer [21].

Selon le nombre d'oxygènes entourant les ions, trois types de sites peuvent être distingués dans la structure de grenat :

- Les sites octaédriques [A] : 16 sites sont occupés par des ions  $Fe^{3+}$  liés à 6 atomes d'oxygènes à une distance de 0,200 nm.
- Les sites tétraédriques (B) : 24 sites sont occupés par des ions  $Fe^{3+}$  liés à 4 atomes d'oxygènes à une distance de 0,188 nm.
- Les sites dodécaédriques {C} : 24 sites sont occupés par des ions  $R^{3+}$  liés à 8 atomes d'oxygènes dont la moitié se trouve à une distance de 0,237 nm, les quatre autres étant placés à une distance de 0,243 nm.

Donc, Une unité de formule du grenat contient trois positions dodécaédriques, deux octaédriques et trois tétraédriques, avec un paramètre de maille de 12.38 Å (Figure 2.13) [22].



**Figure 2.13:** Structure cristalline du Grenat de Fer et d'Yttrium [6].

La stabilité de la structure cristallographique du YIG (chimique et thermique) provient du haut degré de symétrie de la maille, à laquelle on associe d'excellentes performances en termes de pertes magnétiques et diélectriques [23]. Par conséquent, cette qualité nécessite des températures de traitement très élevées ( $\approx 1500^\circ C$ ) [24]. Ainsi, il présente une forte résistivité ( $10^8 \Omega.m$ ) et son facteur de pertes diélectriques correspondant est situé entre  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$  [25][26]. Grâce à ses propriétés [27][28] et la facilité de fabrication, le YIG est parmi les matériaux les plus couramment utilisés pour réaliser des dispositifs non-réciproques [16], [20],[23] tels que les circulateurs [29], les isolateurs[30],[31].

### 2.8.2 Les spinelles

Les spinelles, de formule générale  $MFe_2O_4$  ( $M = Fe, Co, Mn, Ni, Zn...$ ), cristallisent dans la structure spinelle  $AB_2O_4$ , où A (localisés en sites tétraédriques) et B (localisés en sites

octaédriques) sont partiellement occupés par les cations métalliques  $M^{2+}$  et  $Fe^{3+}$ . Cette structure est basée sur un réseau cubique faces centrées d'anions oxygène  $O^{2-}$ .

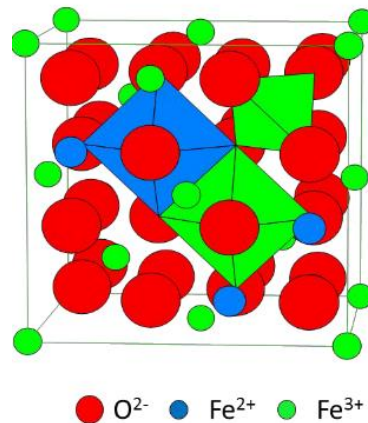
Il existe 3 types de spinelles :

- Les spinelles directes :  $[M^{2+}]_A[2Fe^{3+}]_BO_4$
- Les spinelles inverses :  $[Fe^{3+}]_A[M^{2+}Fe^{3+}]_BO_4$
- Les spinelles intermédiaires :  $[M^{2+}_{1-\lambda}Fe^{3+}_{\lambda}]_A[M^{2+}_{\lambda}Fe^{3+}_{2-\lambda}]_BO_4$ , où  $\lambda$  représente le taux d'inversion.

La plupart des ferrites sont de structure spinelle inverse sauf le ferrite de zinc qui cristallise en spinelle directe et le ferrite de manganèse qui adopte une structure intermédiaire [32].

### 2.8.3 La magnétite ( $Fe_3O_4$ )

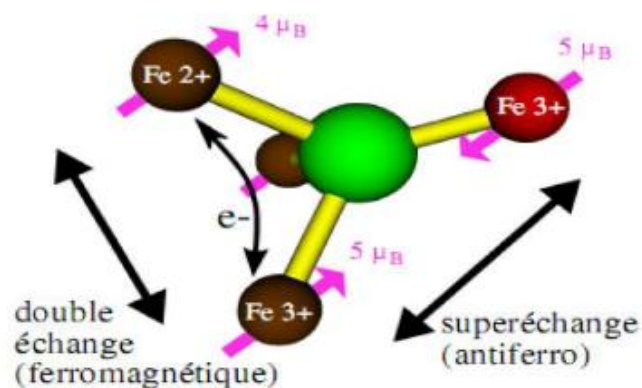
La magnétite ( $Fe_3O_4$ ) se caractérise par une structure spinelle inverse décrite par Bragg en 1915. La maille caractéristique constitue de 32 atomes d'oxygène, ou quatre ions  $O^{2-}$  entourent les cations A et six ions  $O^{2-}$  entourent les cations [33]. Donc les ions  $Fe^{3+}$  occupent un 1/8 des sites tétraédriques ainsi que la moitié des sites octaédriques en proportions égales avec les ions  $Fe^{2+}$  (Figure 2.14). Le saut d'électrons possible entre les ions  $Fe^{2+}$  et  $Fe^{3+}$  rend ce matériau très bon conducteur à température ambiante [34].



**Figure 2.14 :** Structure cristalline de la magnétite [33].

Donc la formule détaillée s'écrit :  $[Fe^{3+}]_A[Fe^{2+}Fe^{3+}]_BO_4$ . La Figure 2.15 présente les différents types d'échanges entre les ions dans la magnétite : une interaction de double échange entre les ions  $Fe^{2+}$  et  $Fe^{3+}$  des sites octaédriques (qualifiée de ferromagnétique i.e. moments magnétiques parallèles), et une interaction antiferromagnétique par super échange entre les ions  $Fe^{3+}$  des sites tétraédriques et octaédriques (moments magnétiques de sens opposé) [35].





**Figure 2.15 :** Schéma représentant les couplages de double échange et de super échange dans le cas de la magnétite [35].

Le paramètre de maille de la magnétite est  $a = 8,396 \text{ \AA} \pm 0,0001 \text{ nm}$ . La magnétite possède une susceptibilité positive importante. Une aimantation rémanente ( $M_r$ ) en l'absence de champ magnétique extérieur qualifie également le matériau. Lorsque la taille de la particule diminue en dessous de 20 nm environ, celles-ci deviennent monodomaine (état le plus stable et le moins coûteux en énergie pour la particule) et deviennent superparamagnétique, c'est-à-dire aucune aimantation rémanente en l'absence de champ extérieur appliqué n'existe [33].

## 2.9 Fluides magnétiques :

Les nanoparticules magnétiques sont des particules constituées d'un matériau magnétique avec une taille nanométrique de l'ordre de 3 à 30 nm. Ces particules sont des assemblages de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, formant un objet dont au moins une dimension est comprise entre 1 et 100 nm [36]. Elles peuvent être dispersées dans différents milieux. Lorsque les particules sont stabilisées dans un liquide porteur comme l'eau, la solution ainsi formée est appelée **ferrofluide ou fluide magnétique** [37]. Ces ferrofluides quasi sphériques forment des suspensions colloïdales, stables et homogènes et peuvent être considérés comme monodomaines donc comme de minuscules aimants permanents. Lors de l'application d'un champ magnétique, celles-ci ont tendance à s'aligner le long des lignes de champ, ce qui confère aux liquides magnétiques des propriétés physiques intéressantes [35].

La plupart des matériaux utilisés pour obtenir des nanoparticules magnétiques sont des spinelles tels que : ferrite de cobalt ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ), ferrite de nickel ( $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ ), ferrite de manganèse ( $\text{MnFe}_2\text{O}_4$ ), ferrite de zinc ( $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$ ), ferrite de cuivre ( $\text{CuFe}_2\text{O}_4$ ), ainsi que les oxydes de fer : magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), magnémite ( $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) [4]. Ces derniers sont les plus connus et les plus étudiés. L'utilisation de ces nanoparticules s'est accrue dans de nombreux domaines de la science et de la technologie [38]: le domaine biomédical [39], en optique intégrée [37] et en applications industrielles [40]. Dans cette partie, une description générale des principales propriétés des nanoparticules de magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) sera présentée. Les applications biologiques générales des nanoparticules d'oxydes de fer magnétiques seront décrites et plus particulièrement dans l'optique.

### 2.9.1 Propriétés optiques

En absence d'un champ magnétique, les ferrofluides sont isotropes. Cependant, lorsqu'un champ magnétique est appliqué, ces ferrofluides deviennent biréfringents. Cet effet permet de sonder localement et instantanément l'orientation des particules de ferrofluide. Chaque particule est optiquement anisotrope [41]. Deux cas peuvent se présenter :

- Une anisotropie linéaire, lorsque le champ magnétique appliqué est perpendiculaire au faisceau lumineux. Les états spécifiques de la polarisation sont linéaires et parallèles ou orthogonaux à la direction du champ. La différence d'indice entre ces polarisations est connue.
- Une anisotropie circulaire, lorsque le champ magnétique appliqué est parallèle au faisceau lumineux. Les états spécifiques de polarisation sont circulaires et le ferrofluide se comporte comme un rotateur Faraday.

L'importance de ces effets dépend de plusieurs paramètres : Type de ferrofluides, taille nanométrique des particules, champ magnétique appliqué ( $H_e$ ), longueur d'onde de la lumière fraction de volume des particules, etc... [42].

### 2.9.2 Applications

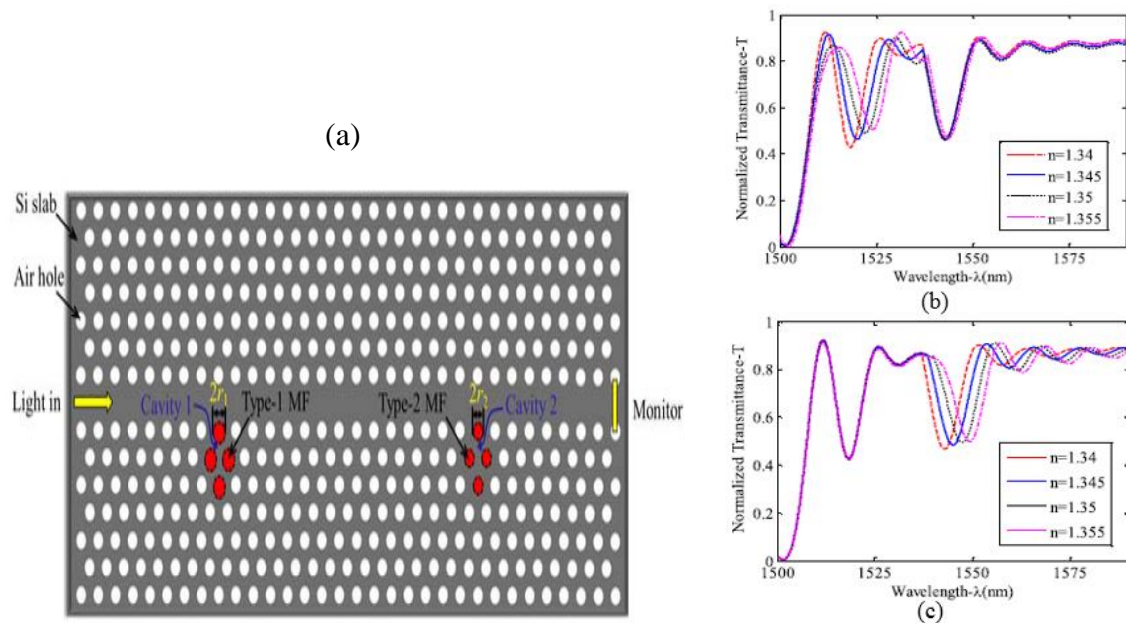
Les oxydes de fer, dont la magnétite ( $Fe_3O_4$ ), font l'objet d'études approfondies particulièrement en optique intégrée, en raison de leurs propriétés magnétiques obtenues grâce à la combinaison des particules magnétiques solides et de la fluidité du liquide, ainsi que leur faible coût et leur disponibilité dans la nature [43].

L'indice de réfraction de la magnétite peut être modifié en ajustant la force du champ magnétique appliqué [44]–[46]. En effet, cet indice est linéairement proportionnel au champ appliqué, permettant la réalisation des capteurs de champ magnétique [47].

Des structures périodiques peuvent être formées dans des liquides magnétiques (fluide magnétique, FM) par auto-assemblage sous l'action des champs magnétiques externe ( $H_e$ ) [48].

Un grand nombre d'études théoriques et expérimentales ont été effectuées sur des dispositifs optiques tels que des modulateurs magnéto-optiques [49], des capteurs de champs magnétique à base des fibres conventionnelles [50]–[53] ou fibres à cristaux photoniques (FPC) [54]–[56] ainsi que les cristaux magnétophoniques [57]–[59].

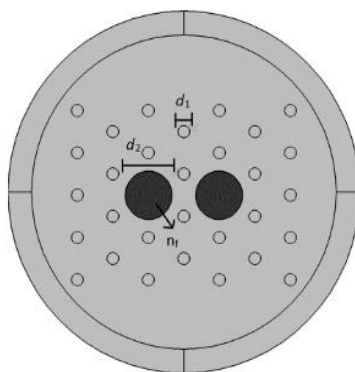
A titre d'exemple, Zhao et al. [60] ont proposé une nouvelle méthode de mesure simultanée du champ magnétique et de la température, basé sur une cavité à CPh infiltrée par un ferrofluide. Le schéma de la structure est présenté sur la Figure 2.16 (a), où deux cavités en cascade (cavités 1 et 2) ayant des diamètres différents ( $r_1$  et  $r_2$ ) sont formées séparément, et infiltrer par deux types de ferrofluides. Le spectre de transmission présente deux pics indépendants aux longueurs d'onde de résonance respectives de deux cavités différentes (Figure 2.16 (b) et (c)).



**Figure 2.16 :** (a) Schéma du capteur de champ magnétique / température basé sur une cavité à CPh infiltrée par un liquide magnétique, (b) Spectre de transmission : seule la première cavité est soumise à des variations d'indice, (c) Spectre de transmission : seule la deuxième cavité est soumise à des variations d'indice.

Pour la mesure du champ magnétique, la résolution de  $1,333 \times 10^{-4}$  T avec  $\pm 0,22 \times 10^{-4}$  T, l'incertitude a été démontrée sur la plage 0–0,06 T. Pour la mesure de la température, la résolution de 0,301 K avec une incertitude de  $\pm 0,051$  K a été démontrée sur une plage allant de 250 à 340 K.

En 2016, Gangwar et al. [61] ont rapporté un capteur de champ magnétique basé sur une fibre à cristal photonique double-cœur infiltrée par le  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Les deux cœurs de fibre forment deux guides d'ondes indépendants (voir la Figure 2.17). Les résultats montrent que, pour une longueur de 1 cm FCP, on obtient une grande plage de détection et une très grande sensibilité (305,8 pm / Oe).



**Figure 2.17 :** Coupe transversale du capteur de champ magnétique FCP à double cœur infiltré par le  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

Le Tableau 2.2 illustre quelques structures qui traitent les capteurs magnétiques à bases de dispositifs optiques.

	La structure	Sensibilité
[50]	un laser à cavité annulaire en fibre basé sur un fluide magnétique Une section de fibre sans cœur est raccordée entre deux fibres monomodes est insérée dans la cavité laser à anneau en fibre	12,05 pm / Oe
[51]	un coupleur en microfibre et un Sagnac loop la taille de la microfibre est environ 2,6 $\mu\text{m}$	488 pm / mT
[52]	un coupleur en microfibre entouré de ferrofluide ( $\lambda = 1537$ nm)	191,8pm / Oe
[54]	PCF à double cœurs séparés par un trou d'air pour former deux guides d'ondes indépendants	4,80 pm / Oe
[55]	PCF épissée entre deux fibres monomodes ayant un diamètre de 24 $\mu\text{m}$	16,04 pm / G
[62]	Microfibre monomode	0,01111 dB / Oe
[63]	Interféromètre à fibre en forme de D	99,68 pm / Oe

**Tableau 2.2 :** quelques structures étudiées théoriquement et expérimentalement pour les cristaux magnéto photoniques 1D.

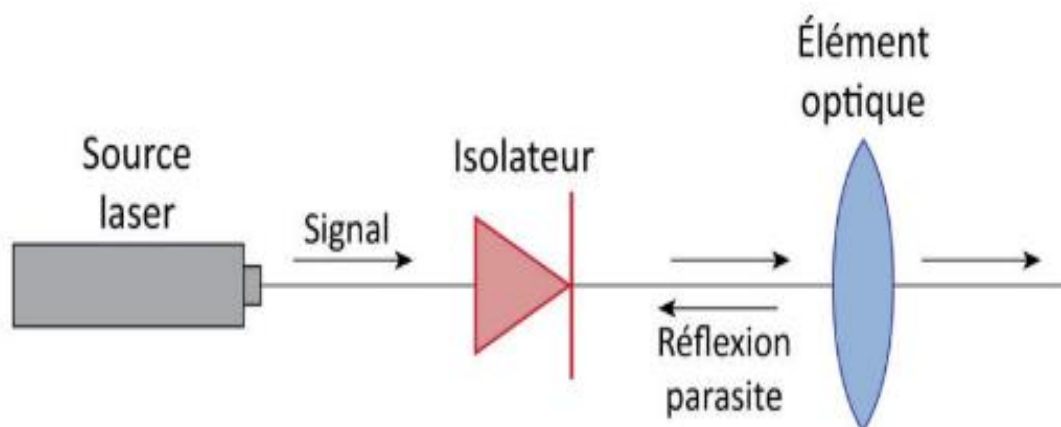
## 2.10 L'isolateur optique :

### 2.10.1 Principe de fonctionnement d'un isolateur

Un isolateur est un dispositif passif non-réciproque qui utilise les propriétés magnétiques de ferrites. Ces propriétés permettent de transmettre la lumière dans un sens (direct) et l'interdit dans l'autre sens (retour). Le rôle de l'isolateur optique est très important dans une chaîne de télécommunications optiques, son application principale est la protection des sources laser contre les réflexions parasites qui peuvent causer des instabilités d'émission, ou un endommagement irréversible des dispositifs. Il est également utilisé dans des systèmes micro-ondes, ou pour l'isolation entre étages amplificateurs, dans les systèmes de communication [2].

Selon le principe de fonctionnement, différents types d'isolateurs peuvent être distingués : isolateurs à rotation Faraday, à déphasage, à résonance, à déplacement de champ, à onde de surface électromagnétique. Ils sont réalisés généralement en guide d'onde ou en technologie planaire, selon les domaines d'applications et les niveaux de puissance qu'ils doivent supporter [2],[16],[21].

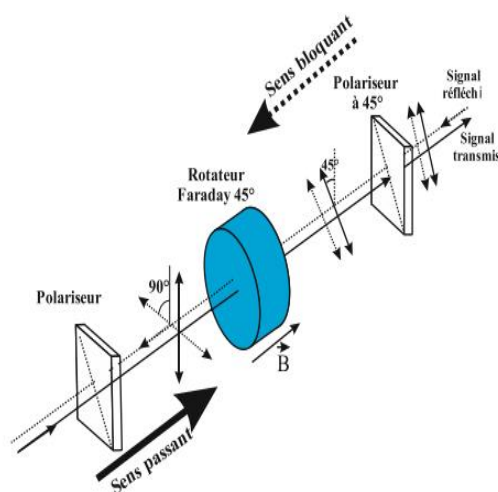
La Figure 2.18 représente un schéma de principe de la protection d'une source par un isolateur optique, le positionnement de l'isolateur à la sortie d'une source laser élimine les réflexions parasites et permet ainsi d'augmenter ainsi la stabilité du rayonnement.



**Figure 2.18 :** Schéma de principe d'un isolateur.

L'isolateur en optique en espace libre est basé sur le contrôle de la polarisation de la lumière. Comme illustré sur la Figure 2.19, l'isolateur est composé de deux filtres de polarisation (polariseurs) linéaires et un rotateur de polarisation à  $45^\circ$  non réciproque. Les deux filtres ont pour rôle de laisser passer une seule composante rectiligne de la polarisation d'entrée [2].

Le filtre de sortie, incliné de  $45^\circ$  par rapport à celui d'entrée, permet le passage de la lumière qui subit une rotation de  $45^\circ$ . L'isolateur est donc passant dans ce sens. Dans le sens retour, une rotation de  $45^\circ$  est déjà fixée par le filtre linéaire, puis une rotation de  $45^\circ$  se fait dans le sens opposé et la direction de polarisation de la lumière se trouve inclinée de  $90^\circ$  par rapport au filtre d'entrée. Par conséquent, la lumière n'est pas transmise dans ce sens et l'isolateur est bloquant (Figure 2.19).



**Figure 2.19 :** Principe de fonctionnement en polarisation d'un isolateur optique en espace libre [8].

Les isolateurs optiques sont caractérisés principalement par leur taux d'isolation (en décibel, dB), qui est le rapport du coefficient de transmission entre le sens aller et le sens retour. Les

perdes d'insertions sont les pertes que l'on provoque lorsque l'on insert le composant dans une chaîne optique (perdes de couplage, pertes de propagation...etc.) Les pertes d'insertion dans les isolateurs optiques en espace libre sont de l'ordre de 0,3 à 0,5 dB et le taux d'isolation entre 35 et 44dB. Suivant la longueur d'onde, le matériau magnéto-optique employé peut être un verre paramagnétique, un grenat de terbium et gallium (TGG), un grenat d'yttrium et de fer (YIG), ou un grenat de gadolinium de bismuth et de fer (GBIG) [8].

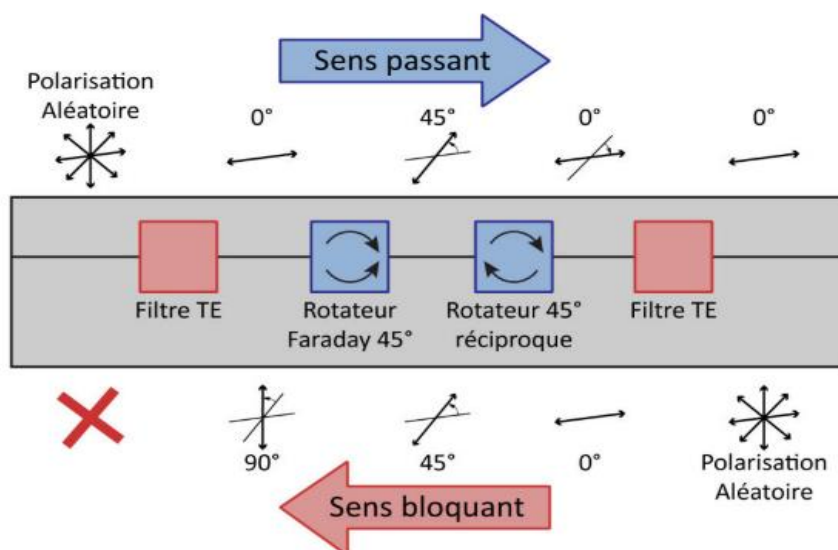
### **2.10.2 Les types des isolateurs :**

Deux principaux types d'isolateurs ont été principalement développées jusqu'à aujourd'hui. Le premier est basé sur l'utilisation d'un rotateur Faraday : l'isolateur à rotation, et le deuxième est basé sur l'utilisation d'un déphasage non réciproque : l'isolateur à déphasage.

#### **2.10.2.1 Isolateurs intégrés à rotation**

En suivant le modèle développé par Yamamoto et *al.* [64], Castera et *al* en 1977 [65] ont réalisé le premier isolateur intégré, à base de guide de grenat de fer-yttrium (YIG) sur un substrat de grenat de gadolinium-gallium (GGG). Ces dispositifs possèdent deux rotateurs, le premier est un rotateur non-réciproque de  $45^\circ$  obtenu par application d'un champ magnétique longitudinal sur une longueur calibrée pour obtenir une rotation Faraday de  $45^\circ$ , et le deuxième est un rotateur réciproque constitue d'une lame demi-onde dont l'axe principal est orienté à  $22.5^\circ$ . Cette dernière est obtenue par l'application d'un champ magnétique transverse qui crée, par effet Coutton-Mouton, une anisotropie linéaire. La direction du champ est inclinée à  $22.5^\circ$  du plan de la couche et sur une longueur d'interaction calibrée pour l'obtention d'une lame demi-onde, le principe d'isolation est décrit sur la figure 2.20. Les effets des deux rotateurs se compensent pour que la lumière soit à nouveau polarisée TE à l'entrée du second filtre et puisse être transmise. Dans le sens retour, leurs effets s'additionnent et le mode TE devient TM, donc la lumière est bloquée par le filtre de sortie. Cette structure repose sur un ajustement fin des constantes de propagation  $\beta_{TE}$  et  $\beta_{TM}$  qui doivent être égales pour obtenir un bon rendement de conversion pour le rotateur non réciproque. Cet ajustement ne pouvant se faire que sur une paire de modes [42].

A partir de ce premier essai, plusieurs modèles ont été réalisés, basés sur des guides plans [66], ou le confinement à deux dimensions et une conversion non réciproque vers un mode de polarisation d'ordre supérieur [67] puis vers un mode radiatif [68]. Cependant, le meilleur taux d'isolation a été attribué à Sugimoto en 1996 [69] avec 31 dB sur la bande spectrale 1,50-1,57  $\mu\text{m}$ . Dans ce modèle, le rotateur Faraday est intégré dans un cristal de YIG et les filtres sont des polariseurs commerciaux. Il s'agit donc d'une intégration partielle de l'isolateur [2].

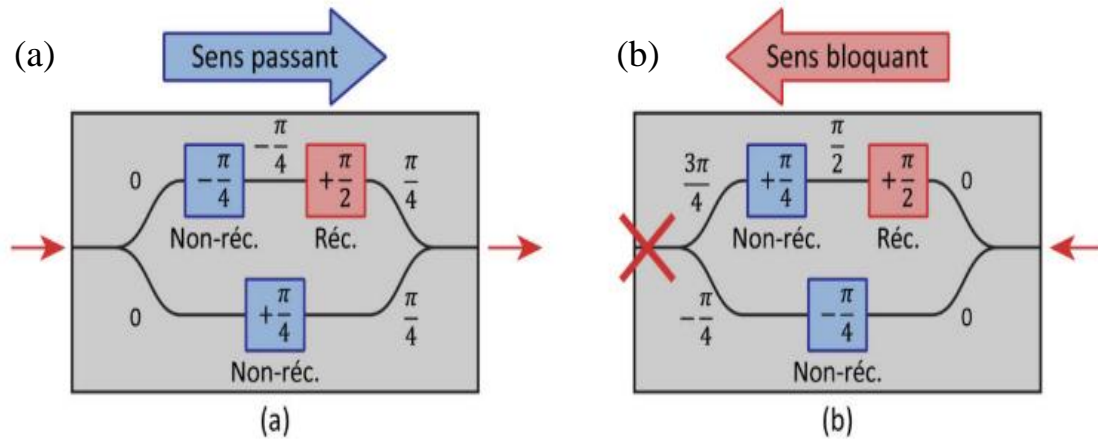


**Figure 2.20** : Principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à rotation [2].

Plusieurs auteurs ont cherché à modéliser au mieux la géométrie de structure 2D à base de cristaux magnéto-photoniques afin d'améliorer l'effet non-réciproque de rotation de Faraday. Les résultats montrent que les indices des éléments non diagonaux, la hauteur de la structure magnétique et la largeur du guide jouent un rôle prépondérant sur l'effet non-réciproque. Ces travaux sont intéressants pour la réalisation d'un isolateur intégré à base de décalage de phase non réciproque [36].

### 2.10.2.2 Isolateurs intégrés à déphasage

Un isolateur intégré à déphasage est un interféromètre de Mach-Zhender (IMZ) non-réciproque basé sur l'accumulation de phase réciproque ou non-réciproque. Cela permet d'obtenir une lumière en phase à la sortie des deux bras dans le sens aller, et par conséquent une interférence constructive, et un déphasage de  $180^\circ$  et donc une interférence destructive dans le sens bloqué (Figure 2.18) [8]. En 1975, Auracher et al. [70] ont proposé le premier isolateur TM à base de IMZ. Ces auteurs ont étudié deux géométries où le déphasage non-réciproque est présent soit dans un seul bras du IMZ soit dans les deux bras. Les résultats montrent que l'introduction de l'effet non-réciproque opposé dans les deux bras permet de réduire la taille du composant par rapport au IMZ avec l'effet dans un seul bras, et d'égaliser les pertes. En utilisant la même idée, Okamura [71] a proposé un isolateur constitué d'un interféromètre de IMZ dont les ondes polarisées interfèrent de façon constructive ou destructive en fonction du sens de propagation. Comme montre la Figure 2.21, seulement l'un des bras contient un déphaseur non réciproque dont le signe du déphasage varie en fonction du sens de propagation, tandis que l'autre bras contient un déphaseur non réciproque et un réciproque, ce dernier est une lame quart d'onde qui provoque un déphasage de  $\pi/2$ . La propagation de la lumière dans le sens passant (de gauche à droite) permet d'obtenir une recombinaison des deux ondes, les ondes sont donc en phase et interfèrent constructivement. Alors que, dans le sens bloqué (de droite à gauche), le bras inférieur acquiert une phase de  $-\pi/4$  tandis que le bras supérieur accumule une phase de  $3\pi/4$ . Les ondes sont en opposition de phase et s'annulent. Les deux ondes sont donc en opposition de phase et interfèrent destructivement [2].



**Figure 2.21** : Principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à déphasage : (a) Sens passant (b) Sens bloquant [2].

Sur la base de cette structure, et en tenant que le déphasage non réciproque, issu d'effets MO, ne traite qu'une seule polarisation, différentes structures ont été réalisées [17],[72]–[76], telles que TM [77] ou TE [78], les isolateurs indépendants de la polarisation [79].

## 2.11 Les cristaux magnéto-photoniques

Les cristaux photoniques dont les matériaux constitutifs sont magnétiques, sont appelés cristaux magnéto-photoniques (CMPs). Ces composants présentent des propriétés optiques et MO uniques [6]. La combinaison des propriétés photoniques du CPh et les propriétés MO telles que la rotation de Faraday les rendent particulièrement intéressantes pour différentes applications de l'optique intégrée. La rotation de Faraday est améliorée, la commutation optique est rapide et les isolateurs optiques ultra miniaturisés sont à la base des phénomènes développés [80]–[86].

Les cristaux magnéto-photoniques peuvent être classés en trois types : cristaux magnéto-photoniques 1D, 2D et 3D selon la variation périodique de la constante diélectrique.

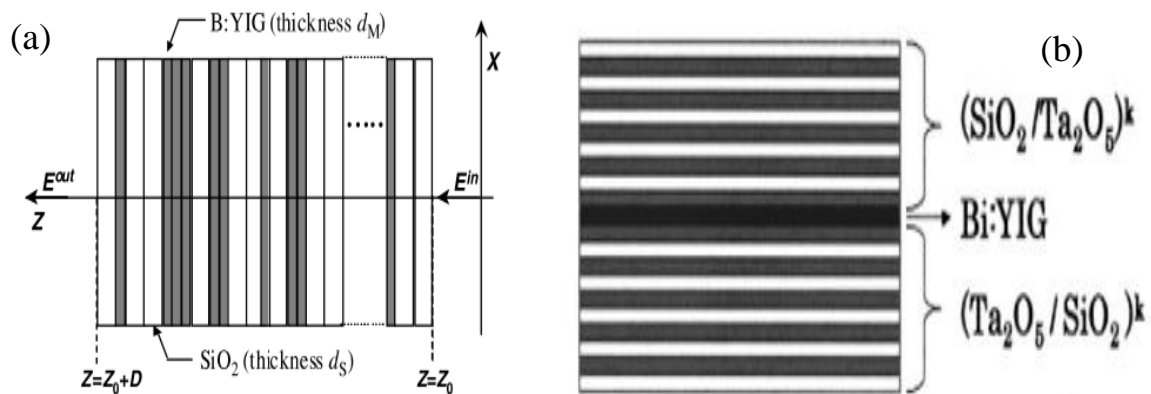
### 2.11.1 Les cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels

Les cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels (1D) sont des empilements de couches diélectriques et magnétiques. Ils présentent des propriétés magnéto-optiques remarquables accompagnées d'une amélioration considérable de leurs rotations de Faraday et effet Kerr [81]. Ces propriétés uniques proviennent de l'effet de la localisation de la lumière résultant de multiples interférences dans les multicouches magnétiques. Un effet similaire est également disponible lorsqu'un CMP est composé d'une couche magnétique mince prise en sandwich entre des couches diélectriques périodiques. En raison de la simplicité de la structure et la facilité de fabrication, les CMPs unidimensionnels ont été considérablement étudiés dans la dernière décennie.

Les travaux du groupe de recherche du professeur Levy sur les CMPs composés d'empilements de couches diélectriques et magnétiques, ont présenté une amélioration importante des effets de Faraday et de Kerr [81], [86]–[94]. Inoue *et al* [14],[84], [85] ont réalisé deux types de

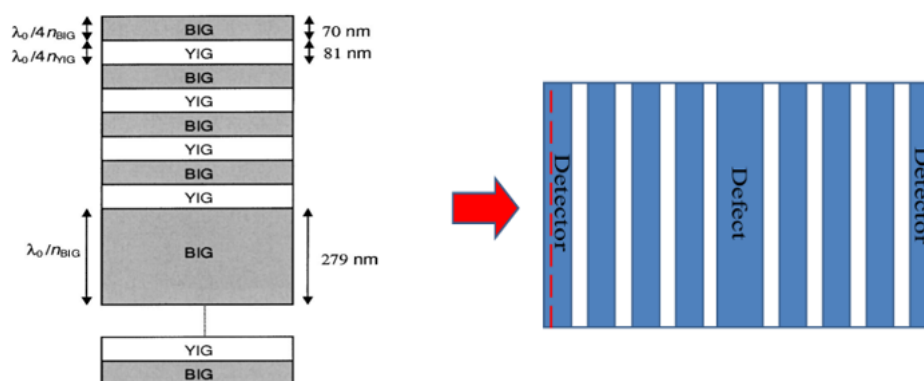


cristaux magnéto-photoniques 1D. La première structure est une alternance des couches magnéto-optiques à haut indice de Bi:YIG avec des couches d'un matériau à bas indice SiO<sub>2</sub> (la Figure 2.22 (a)). Alors que la deuxième structure (voir la Figure 2.22 (b)) est formée d'une couche magnéto-optique Bi:YIG confinée entre deux réseaux de Bragg. Ces derniers alternent des couches de matériaux à haut (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) et bas (SiO<sub>2</sub>) indices de réfraction (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)/Bi:YIG/( SiO<sub>2</sub>/ Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>). Deux pics sont observés en bords de la BIP, le premier se trouve à 750 nm tandis qu'un deuxième, plus large est observé en bord supérieur vers une longueur d'onde de 1050 nm. Les résultats présentent une augmentation de la transmittance ainsi qu'une augmentation des valeurs de la rotation Faraday et effet kerr (-28 °/cm pour  $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ ).



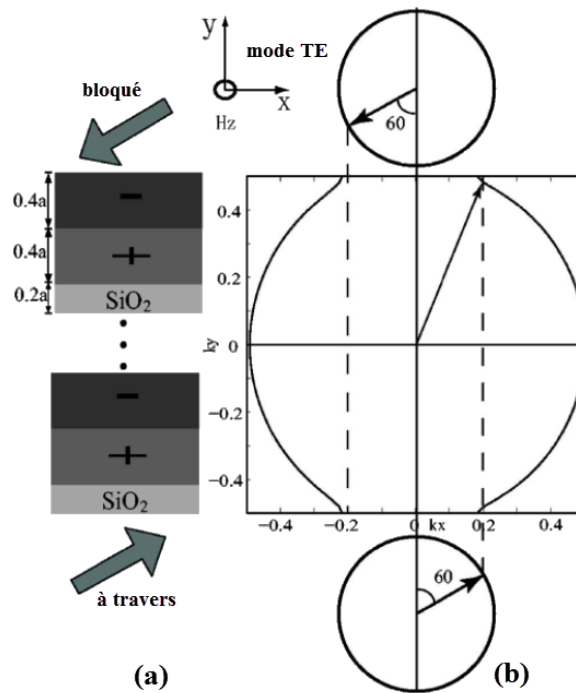
**Figure 2.22:** Film multicouche composé de couches de cristal magnéto-photonique composés d'empilements de couches diélectriques et magnétiques : (a) Bi: YIG et de SiO<sub>2</sub> [84], (b) (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)/ Bi:YIG/( SiO<sub>2</sub>/ Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) [14].

D'autres groupe de recherche ont également montré expérimentalement l'exaltation de la valeur de la rotation Faraday dans des CMPs 1D en forme de structures en microcavités [80], [85], [95], [96]. Kahl *et al* [80] ont signalé la préparation et la caractérisation d'un CMP unidimensionnel composé de 17 couches hétéro-épitaxiales de BI : YIG et de YIG (Figure 2.23). La rotation Faraday a été augmentée de 140% alors que la transmission n'a diminué que de 16% à la longueur d'onde de 750 nm par rapport à un film de BI : YIG monocouche d'épaisseur équivalente.



**Figure 2.23 :** Schéma d'un cristal magnéto- photonique (BiIG / YIG)<sup>4</sup> / BiIG<sup>4</sup> / (YIG / BiIG)<sup>4</sup> [80].

L'isolateur pour les modes TE, présenté sur la Figure 2.24, a été proposé par Z. Yu *et al.* [97]. La cellule d'unité comprend deux couches de grenat aimantées (Bi:YIG) dans les directions opposées et une couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ). L'angle d'incidence choisi permet d'obtenir une transmission interdite dans le sens retour dû à la bande interdite photonique unidirectionnelle et l'effet non-réciproque inclut une inversion des symétries spatiale et temporelle.



**Figure 2.24:** (a) Structure du MPC 1D, (b) courbe iso-fréquence dans le plan  $(k_x, k_y)$ : l'onde incidente à  $60^\circ$  est transmise dans le sens aller et bloquée par le « gap » de la structure de bande dans le sens retour [97].

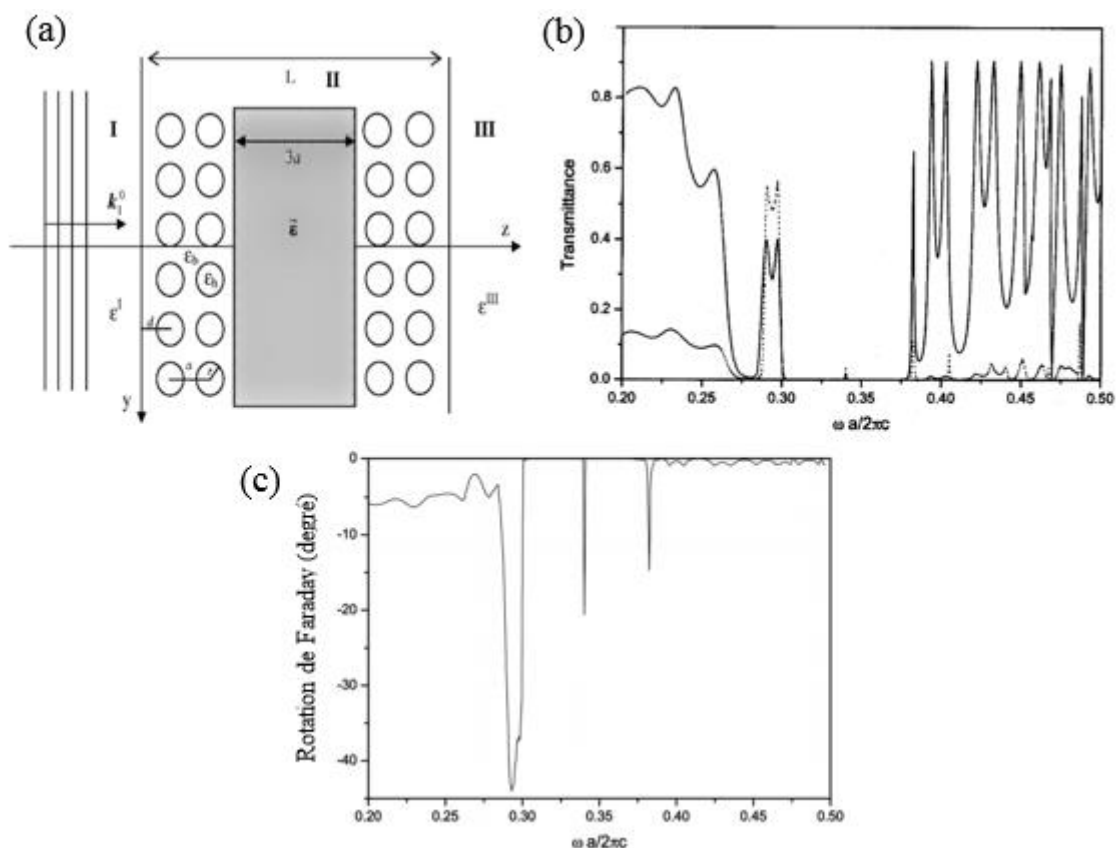
Les travaux précédents ont montré que les CMPs unidimensionnels présentent un moyen efficace pour exalter la valeur de la rotation Faraday en bords de la BIP.

### 2.11.2 Les cristaux magnéto-photoniques bidimensionnels

Les travaux expérimentaux ainsi que les modélisations théoriques qui traitent des cristaux magnéto-photonique 2D, notamment les études et publications qui illustrent le comportement et modifications des effets magnéto-optiques dans ce type de structures, sont nettement moins nombreux que ceux qui traitent des cristaux magnéto-photoniques 1D [4].

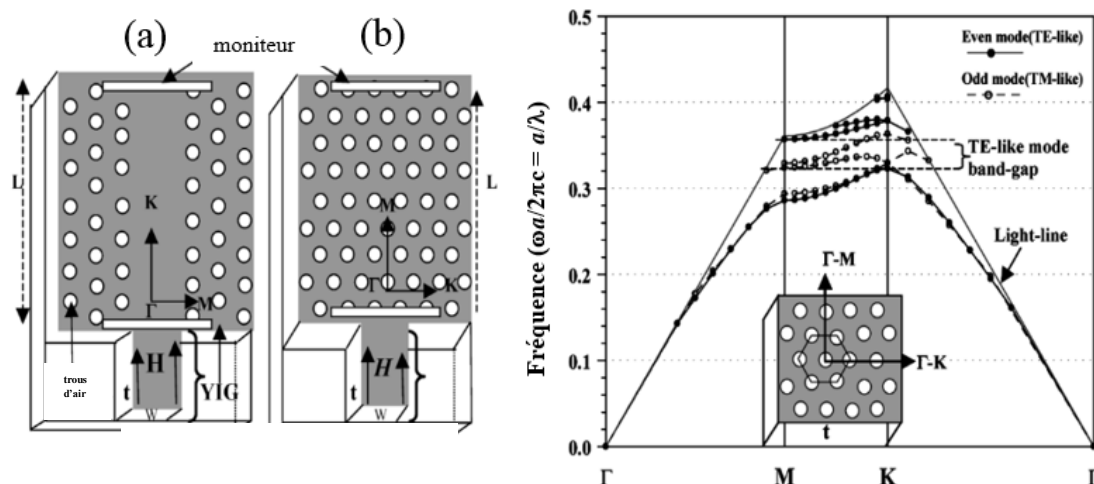
Jalali et Friberg [98] ont étudié théoriquement la possibilité d'exalter la valeur de la rotation Faraday en utilisant un cristal magnéto-photonique 2D [61]. La figure 2.25 (a) montre une structure 2D formée de trous d'air dans une couche d'un matériau diélectrique avec un défaut au centre formé d'une couche de BIG d'épaisseur  $3a$  où  $a$  est le pas de réseau. Cette structure est illuminée sous incidence normale par une onde polarisée TM, le champ électrique est orienté parallèlement au plan d'incidence. La figure 2.25 (b) et la figure 2.25 (c) représentent respectivement la transmittance et la rotation Faraday.

Une exaltation de la valeur de la rotation Faraday est observée dans la zone où se trouve le pic de résonance à l'intérieur de la BIP. Cette valeur est trois fois supérieure à celle de la valeur de la rotation Faraday intrinsèque du BIG. Ces travaux montrent théoriquement que la mise en évidence de la valeur des effets magnéto-optiques est également possible en utilisant les cristaux magnéto-photoniques 2D.



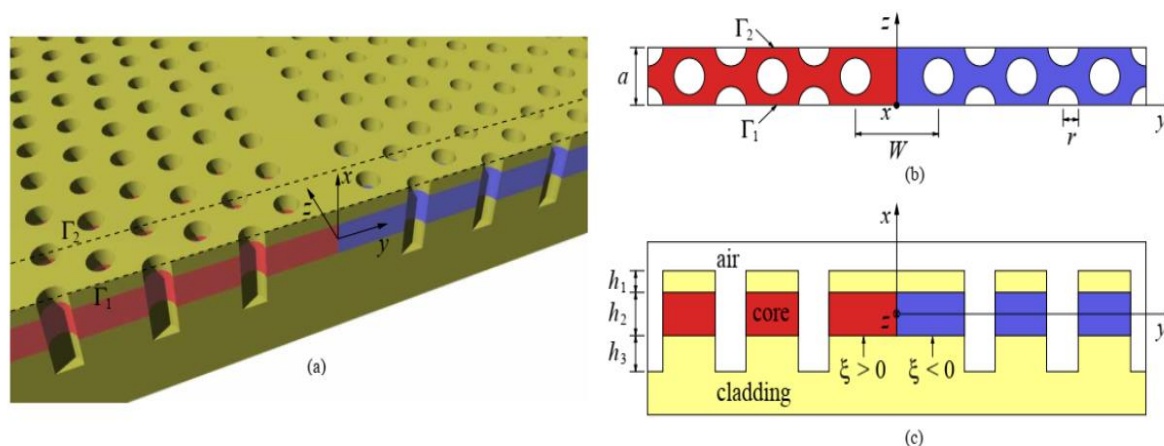
**Figure 2.25:** (a) Structure magnéto-photonique 2D, (b) la bande interdite photonique pour les modes TM et TE, (c) rotation Faraday en fonction de la fréquence normalisée [98].

Un isolateur optique intégré a été présenté théoriquement par Mondal et Stadler [99]. La structure 2D est constituée d'un réseau hexagonal de trous d'air cylindriques dans une matrice de YIG déposée sur un substrat  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Une bande interdite TE a été observée autour de la longueur d'onde de  $1,33 \mu\text{m}$  (Figure 2.26 (a)). Deux guides d'ondes (Figure 2.26 (b)) ont été conçus pour les applications de polariseur intégré. Les pertes de propagation pour les polarisations de type TE et TM avec diverses orientations ont été étudiées. Il a été montré qu'en fonction de l'orientation et de la conception du guide, les modes pairs de type TE peuvent être isolés des modes impairs de type TM, et inversement, avec des rapports d'isolement de 60 et 40 dB, respectivement.



**Figure 2.26 :** Structure schématique de (a) guide avec un défaut linéaire dans la direction  $\Gamma$ -K pour le mode TM, (b) guide sans défaut de longueur pour le mode TE. La lumière est guidée dans la direction  $\Gamma$ -M, (c) bande interdite photonique pour les modes TM et TE [99].

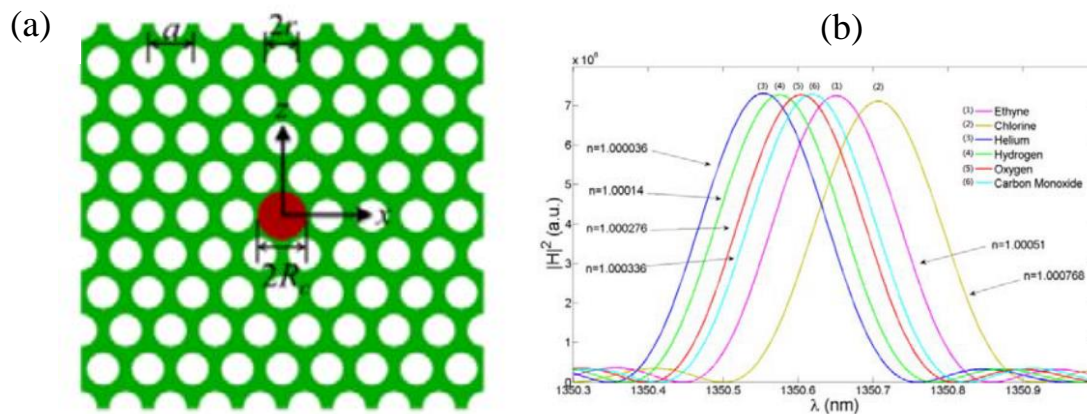
Un déphaseur non-réciproque des modes TE dans un guide magnéto-photonique a été proposé par Kono et Koshiba [100]. Le guide photonique à symétrie hexagonale est présenté sur la Figure 2.27. La paroi de compensation magnétique est créée au milieu du guide afin d'obtenir un décalage de phase non-réciproque. Les résultats montrent que la diminution de la largeur du guide ainsi que la profondeur des trous d'air augmentent l'effet non-réciproque et diminuent les pertes optiques.



**Figure 2.27 :** (a) Représentation schématique du guide d'onde à base de cristaux magnéto-photonique planaire w1, (b) une période de la structure cristalline, et (c) Vue en coupe latérale du guide d'ondes magnéto-photonique planaire avec une paroi de compensation : les couleurs rouge et bleu indiquent les domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées [100].

Tsai *et al.* [101] ont proposé un capteur d'indice de réfraction à haute résolution basé sur un CMP composé d'un réseau triangulaire de trous d'air déposé sur une matrice de Si. Une microcavité est créée en modifiant le rayon d'un trou d'air situé au centre du CPh. La cavité remplie de BI :YIG peut servir de capteur d'indice de réfraction (voir la Figure 2.25 (a)). Afin

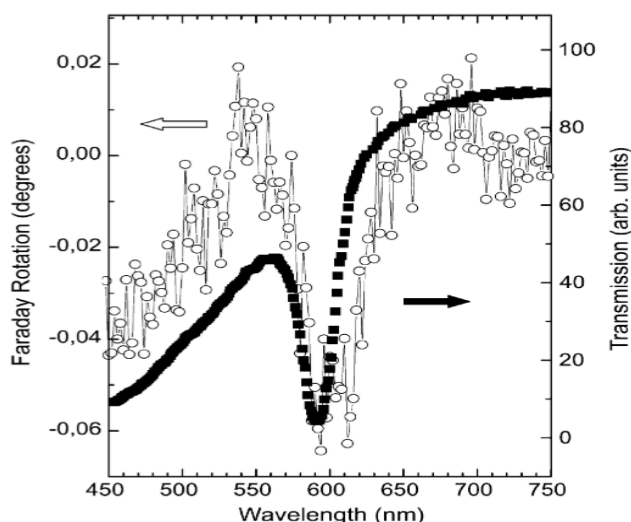
de démontrer la haute résolution du capteur, six différents gaz sont analysés. La Figure 2.28 (b) montre le décalage de la fréquence de résonance du capteur pour six différents gaz. Les résultats numériques montrent qu'une différence minimale d'indice de réfraction de  $\Delta n = 0,0001$  peut être distinguée.



**Figure 2.28:** (a) structure du capteur (b) décalage de la fréquence de résonance du capteur pour six différents gaz, le RI du gaz est généralement inférieur à celui du liquide et du solide, et les différences de RI entre les gaz sont également très faibles, ce qui entraîne des difficultés d'identification. Par exemple, le RI de l'hélium est 1.000036, l'hydrogène est 1.00014, l'ammoniac est 1.000377 et ainsi de suite [101].

### 2.11.3 Les cristaux magnéto-photoniques tridimensionnels

Baryshev et al. [102] ont proposé le premier cristal magnéto-photonique 3D basé sur des opales artificielles de microbilles de silice de diamètre de l'ordre de 300 nm. L'influence des matériaux magnétiques sur les propriétés optiques et magnétiques a été étudiée en remplissant les trous qui contiennent 26% du volume total de l'opale, avec différents types de matériaux magnétiques. En conséquence, différentes structures ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ , TGG) sont réalisées. L'étude optique a montré que l'opale non dopée et celles des structures dopées possède une BIP à la même position. Il a été montré que l'augmentation de la fraction volumique du matériau magnétique entraîne une diminution de la transmission des composites synthétisés. Dans ces dernières, l'amplitude de la BIP a notamment diminuée.

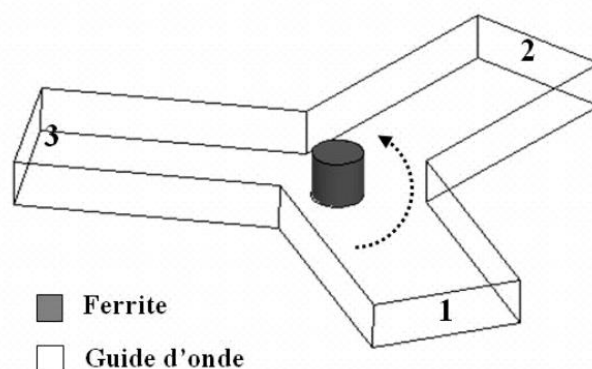


**Figure 2.29** : Transmission (carrés remplis) et rotation Faraday (cercles vides) en fonction de la longueur d'onde d'une opale-magnétite [102].

Un phénomène de résonance est observé sur la courbe de rotation Faraday d'une opale-magnétite (voir la Figure 2.26). Un changement considérable a été observé dans la rotation Faraday à l'intérieur de la BIP, caractérisée par sa longueur d'onde de Bragg de 590 nm, où un pic de rotation est observé en bord inférieur tandis qu'un autre pic de sens opposé est observé en bord supérieur de la BIP. Le rapport signal bruit de la courbe spectrale de rotation Faraday est faible.

## 2.12 Circulateur magnéto-photoniques

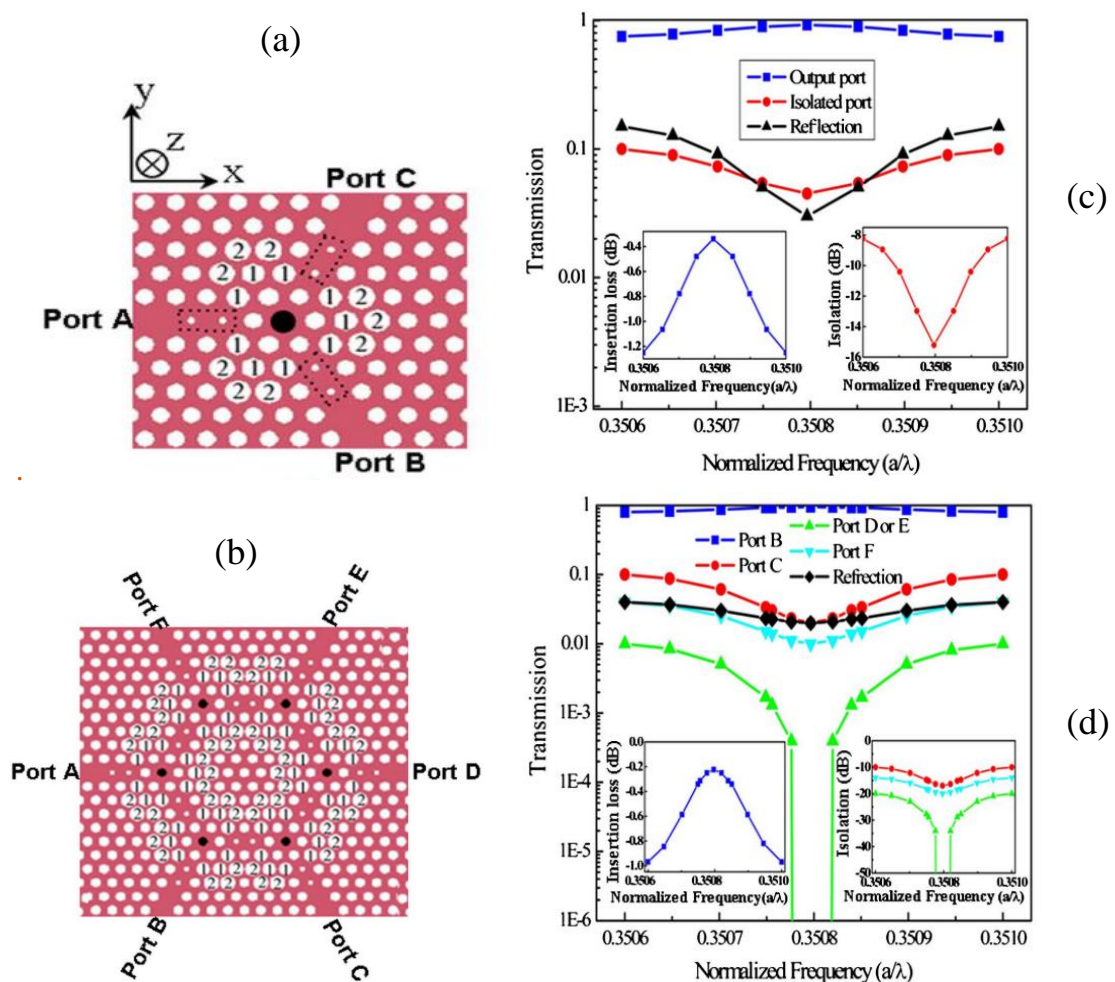
La Figure 2.30 montre une représentation schématique d'un circulateur (en Y) est un hexapôle, il est constitué d'au moins trois voies à  $120^\circ$  les unes des autres autour d'un corps central où se trouve l'élément en ferrite. Lorsqu'un champ magnétique transversal est appliqué, le signal entrant sur le port d'accès 1, 2 ou 3 ne peut ressortir respectivement que par les ports 2, 3 ou 1. Les deux grandeurs les plus importantes pour un circulateur sont les pertes d'insertion qui doivent être les plus faibles possibles ( $< -1\text{dB}$ ), et la bonne isolation ( $-20\text{ dB}$ ) [21].



**Figure 2.30** : Schéma de principe d'un circulateur à 3-ports [21] .

Les circulateurs multiports jouent un rôle important : protéger les circuits optiques contre les réflexions parasites. Wang et al. [103] ont proposé un circulateur ultra compact à trois ports à

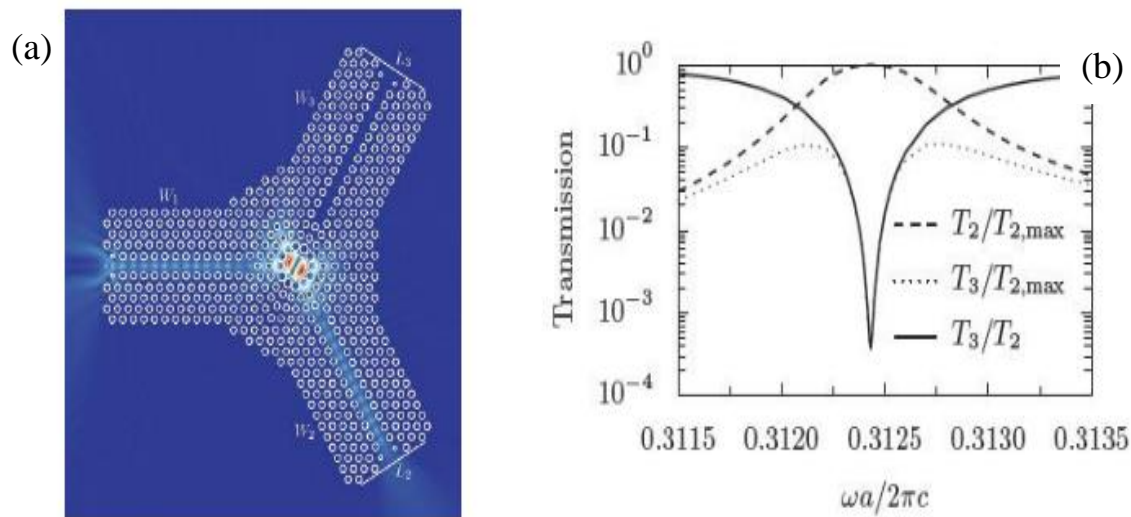
base d'un cristal photonique bidimensionnel de BIG constitué de trois guides d'ondes et d'une cavité magnéto-optique. Cette dernière est obtenue par remplissage d'un trou d'air par un diélectrique de BIG. Un champ magnétique est appliqué au centre de la cavité suivant la direction  $oz$  (Figure 2.31 (a)). Une transmission de 0.925 sur l'un des ports et 0.03 sur le port d'isolation (Figure 2.31 (b)) est obtenue. En reliant les circulateurs à trois ports indiqués, des circulateurs ultracompact multiports peuvent être facilement construits. À titre d'exemple, un circulateur à six ports a été étudié en détail (Figure 2.31 (c)). Les résultats montrent que cette disposition permet d'améliorer le facteur de transmission et l'isolation par rapport au circulateur à trois ports. Une transmission de 0.98 sur l'un des guides de sortie et une isolation presque complète sur le deuxième port ont été obtenues (Figure 2.31 (d)). La raison de ces améliorations est due à la présence de deux cavités entre les guides d'entrées et de sorties. Ce type de structure peut être utilisé pour optimiser les circuits optiques lors de la conception de micropuces à cristal photonique à grande échelle.



**Figure 2.31 :** Circulateur de Wang : (a) à trois ports, (b) multiport, (c),(d) représentent la transmission normalisée obtenue dans chacun des deux circulateurs [103].

Une approche de conception des nanocavités résonnantes utilisées dans les circulateur et isolateurs à base des cristaux magnéto-photoniques, a été démontrée par Smigaj et al. [104]. En effet, ces auteurs ont proposé une méthode d'analyse de la fonction qui décrit la force de couplage des modes rotatifs, cette analyse permet d'élaborer la géométrie optimale de la

nanocavité incluant des anneaux magnéto-optiques aimantés uniformément et des zones non magnéto-optiques. En appliquant cette méthode à la cavité en cristal photonique un circulateur couplée à trois guides est présenté (Figure 2.32 (a)). La Figure 2.32 (b) montre la puissance transmise dans les guides de sorties, une isolation de 10 dB a été obtenue avec une bande passante  $\Delta\omega = 0.00011 (2\pi c/a)$ , où  $a$  est le pas du réseau, à 1300 nm sur la plage de fréquences  $0,0003 \times 2\pi c/a$ , où  $a = 0,48 \mu\text{m}$  est la période du cristal photonique.



**Figure 2.32 :**(a) Circulateur en cristal photonique : les trous d’air forment la cavité, (b) Puissance transmise dans les guides de sortie.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes notions et concepts de base liés aux matériaux magnéto-optiques tel que le tenseur de permittivité diélectrique et l’effet Faraday. En plus, la classification des matériaux magnétiques et les différents dispositifs exploitant ces matériaux sont présentés. Par ailleurs, le principe de fonctionnement de l’isolateur optique et le circulateur ainsi que les travaux théoriques et expérimentaux sont décrits. En outre, un aperçu général sur les cristaux magnéto-photoniques et leurs applications est exposé. Dans la dernière partie, nous nous sommes essentiellement concentrés sur la physique des nanoparticules magnétiques et les ferrofluides ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) et leurs propriétés magnétiques et magnéto-optiques.

## Références du chapitre 2

- [1] O. ARAR, “Modélisation par FDTD des systèmes électromagnétiques : cas des matériaux anisotropes,” Thèse de doctorat, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2013.
- [2] F. Parsy, “Contribution à l’intégration d’un isolateur optique sur verre : Fonctions réciproques et non réciproques de contrôle de la polarisation,” Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.
- [3] F. Royer, “Matériaux et composants à effets magnéto- optiques : approche composite à base de nanoparticules magnétiques,” Rapport d’Habilitation à Diriger les Recherches, Université Jean Monnet, Saint-Etienne, 2013.



- [4] E. A. Diwan, “Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt : influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l’effet Faraday,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2014.
- [5] F. Royer, “Matériaux Et Composants Magneto- Optiques : Contexte Scientifique,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, 2004.
- [6] N. Dissanayake, “Magneto-photonic crystals for optical sensing applications,” Thèse de doctorat, Michigan technological university, 2013.
- [7] L. Magdenko, “Conception Et Realisation De Composants Non-Reciproques Planaires a Base De Materiaux Magneto-Optiques,” Université Paris-SUD 11, 2010.
- [8] H. Amata, “Faisabilité d’un isolateur optique intégré sur verre,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2012.
- [9] E. du T. de Lacheisserie, *Magnétisme. Tome 1, Fondements*. EDP Sciences, 1999.
- [10] M. Guillot, *Magnetic Properties of Ferrites*. Materials Science and Technology, 2006.
- [11] C. Cyr, “Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques,” Thèse de doctorat, Sciences de l’ingénieur. Arts et Métiers ParisTech, 2008.
- [12] K. Younsi, “Etude expérimentale et théorique des propriétés structurales et magnétiques des nanomatériaux  $\text{Pr}(\text{Co},\text{Fe})_3$ ,” Thèse de doctorat, Université Paris-Est, 2012.
- [13] F. Choueikani, “Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2009.
- [14] H. Kato and M. Inoue, “Reflection-mode operation of one-dimensional magnetophotonic crystals for use in film-based magneto-optical isolator devices,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 10, pp. 7017–7019, 2002.
- [15] Y. Shoji and T. Mizumoto, “Wideband operation of Mach-Zehnder interferometric magneto-optical isolator using phase adjustment,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 20, pp. 13446–13450, 2007.
- [16] B. J. H. Stadler and T. Mizumoto, “Integrated magneto-optical materials and isolators: A review,” *IEEE Photonics J.*, vol. 6, no. 1, 2014.
- [17] Y. Shoji, K. Mitsuya, and T. Mizumoto, “Silicon-based Magneto-optical Isolator and Circulator Fabricated by Direct Bonding Technology,” in *Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Stockholm, Sweden, Aug. 12-15, 2013*, pp. 21–24.
- [18] L. Néel, “Propriétés magnétiques des ferrites: ferrimagnétisme et antiferromagnétisme.,” *Ann. Phys. Paris*, pp. 137–198, 1948.
- [19] S. E. Boukredine, “Etude D’un Guide D’ondes Multicouches Avec Substrat Chiral – Chiroferrite - Ferrite,” Mémoire de magister, Université Ferhat Abbas - Sétif, 2009.
- [20] E. J. J. Mallmann, A. S. B. Sombra, J. C. Goes, and P. B. A. Fechine, “Yttrium Iron Garnet: Properties and Applications Review,” *Solid State Phenom.*, vol. 202, pp. 65–96, 2013.
- [21] O. Zahwe, “Conception et Réalisation d’un Circulateur Coplanaire à Couche Magnétique de YIG en Bande X pour des Applications en Télécommunications,” Thèse de doctorat,

Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2009.

- [22] M. N. Akhtar *et al.*, “Structural and magnetic properties of yttrium iron garnet (YIG) and yttrium aluminum iron garnet (YAIG) nanoferrites prepared by microemulsion method,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 401, pp. 425–431, 2015.
- [23] M. N. Akhtar *et al.*, “Structural and Magnetic Properties of Yttrium Iron Garnet (YIG) and Yttrium Aluminum Iron Garnet (YAIG) Nanoferrites Prepared by Microemulsion Method,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 401, pp. 425–431, 2015.
- [24] M. Majerová *et al.*, “Magnetic Properties of Yttrium Iron Garnet Polycrystalline Material Prepared by Spray-Drying Synthesis,” in *Measurement 2015, Proceedings of the 10th International Conference, Smolenice, Slovakia, 2015*, pp. 285–288.
- [25] V. Sharma, J. Saha, S. Patnaik, and B. K. Kuanr, “Synthesis and characterization of yttrium iron garnet (YIG) nanoparticles - Microwave material,” *AIP Adv.*, vol. 7, no. 5, 2017.
- [26] D. D. Stancil and A. Prabhakar, “Electromagnetic Waves in Anisotropic-Dispersive Media,” *Spin Waves*, pp. 111–137, 2009.
- [27] E. J. J. Mallmann *et al.*, “Microstructure and magneto-dielectric properties of the chitosan / gelatin-YIG biocomposites,” *eXPRESS Polym. Lett.*, vol. 5, no. 12, pp. 1041–1049, 2011.
- [28] T. Boudiar, B. Payet-Gervy, M. F. Blanc-Mignon, J. J. Rousseau, M. Le Berre, and H. Joisten, “Magneto-optical properties of yttrium iron garnet (YIG) thin films elaborated by radio frequency sputtering,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 284, pp. 77–85, 2004.
- [29] Y. Zhang, X. Peng, K. Zhu, and X. Yang, “An X-band tunable circulator based on yttrium iron garnet thin film,” in *2016 IEEE International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT)*, 2016, vol. 24, no. 1, pp. 25–31.
- [30] Y. Shoji and T. Mizumoto, “Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics,” *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 15, pp. 014602–10, 2014.
- [31] S. Liu, Jianting, Wang, S. Deng, Y. Wang, and J. Zhang, “Polarization research of YIG based two-dimensional Magneto Photonic Crystals,” *Opt. Commun.*, vol. 402, no. May, pp. 319–325, 2017.
- [32] V. Gavrilov-Isaac, “Synthèse de nanoparticules magnétiques à énergie d’ anisotropie modulable,” Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2016.
- [33] G. THOMAS, “Nanoparticules de magnétite fonctionnalisées pour l’imagerie bimodale IRM/TEP,” Thèse de doctorat, Université de Bourgogne Franche-Comté, 2015.
- [34] M. Morcrette, “Micro et nanoparticules pour des applications biotechnologiques : fabrication de nanoparticules par copolymère dibloc pour l’imagerie médicale ; destruction de cellules cancéreuses par vibrations magnéto-mécaniques de microparticules magnétiques,” Université Grenoble Alpes, 2015.
- [35] L. Nandiguim, “Etude du comportement magnétique et spectral de l’effet Faraday dans des oxydes métalliques dopés par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt,” Thèse de doctorat, Optique / photonique. Université de Lyon, 2016.
- [36] R. Moukhtari, “Contribution à L’étude et La Conception Des Cavités à Cristaux Magneto Photoniques,” Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf-M’sila, 2018.

- [37] J. Philip and J. M. Laskar, “Optical Properties and Applications of Ferrofluids—A Review,” *J. Nanofluid*, vol. 1, no. 1, pp. 3–20, 2012.
- [38] M. Zahn, “Magnetic fluid and nanoparticle applications to nanotechnology,” *J. Nanoparticle Res.*, vol. 3, pp. 73–78, 2001.
- [39] Q. A. Pankhurst, J. Connolly, J. S. K, and J. Dobson, “Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. R167–R181, 2003.
- [40] K. Raj and R. Moskowitz, “Commercial Applications Of Ferrofluids,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 85, pp. 233–245, 1990.
- [41] J. Browaeys, “Les ferrofluides : ondes de surface , résistance de vague et simulation de la convection dans le manteau terrestre,” Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris, 2004.
- [42] L. M. Redha, “L’accord de phase de modes dans un guide d’ondes.,” Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri, Constantine1, 2008.
- [43] J. Wu *et al.*, “Low temperature sensitive intensity-interrogated magnetic field sensor based on modal interference in thin-core fiber and magnetic fluid,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 25, pp. 252402–4pp, 2014.
- [44] H. E. Horng, C. Hong, S. Y. Yang, and H. C. Yang, “Designing the refractive indices by using magnetic fluids,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, p. 2434, 2003.
- [45] Y. Zhao, D. Wu, R.-Q. Lv, and Y. Ying, “Tunable Characteristics and Mechanism Analysis of the Magnetic Fluid Refractive Index With Applied Magnetic Field,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 8, pp. 4600205–5, 2014.
- [46] C. Y. Hong, S. Y. Yang, H. E. Horng, and H. C. Yang, “Control parameters for the tunable refractive index of magnetic fluid films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 6, pp. 3849–3852, 2003.
- [47] Y. F. Chen, S. Y. Yang, W. S. Tse, H. E. Horng, C. Y. Hong, and H. C. Yang, “Thermal effect on the field-dependent refractive index of the magnetic fluid film,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 20, pp. 3481–3483, 2003.
- [48] S. Pu, X. Bai, and L. Wang, “Temperature dependence of photonic crystals based on thermoresponsive magnetic fluids,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 323, no. 22, pp. 2866–2871, 2011.
- [49] Y. F. Chen, Q. Han, and T. G. Liu, “All-fiber optical modulator based on no-core fiber and magnetic fluid as cladding,” *Chinese Phys. B*, vol. 24, no. 1, 2015.
- [50] X. Bai *et al.*, “Magnetic field sensor using fiber ring cavity laser based on magnetic fluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 115–118, 2016.
- [51] F. Wei *et al.*, “Magnetic field sensor based on a combination of a microfiber coupler covered with magnetic fluid and a Sagnac loop,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, pp. 4725–9pp, 2017.
- [52] L. Luo, S. Pu, J. Tang, X. Zeng, and M. Lahoubi, “Highly sensitive magnetic field sensor based on microfiber coupler with magnetic fluid,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 19, pp. 193507–5pp, 2015.
- [53] S. Pu, L. Mao, T. Yao, J. Gu, M. Lahoubi, and X. Zeng, “Microfiber Coupling Structures for Magnetic Field Sensing with Enhanced Sensitivity,” *IEEE Sens. J.*, vol. 17, no. 18,

- pp. 5857–5861, 2017.
- [54] J. Li, R. Wang, J. Wang, B. Zhang, Z. Xu, and H. Wang, “Novel magnetic field sensor based on magnetic fluids infiltrated dual-core photonic crystal fibers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, no. 2, pp. 100–105, 2014.
- [55] Y. Zhao, D. Wu, and R.-Q. Lv, “Magnetic Field Sensor Based on Photonic Crystal Fiber Taper Coated With Ferrofluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 1, pp. 26–29, 2015.
- [56] P. Zu, C. Chiu Chan, T. Gong, Y. Jin, W. Chang Wong, and X. Dong, “Magneto-optical fiber sensor based on bandgap effect of photonic crystal fiber infiltrated with magnetic fluid,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 24, pp. 241118–3pp, 2012.
- [57] H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, W. Wang, and S. Pu, “Nonreciprocal TE-TM Mode Conversion Based on Photonic Crystal Fiber of Air Holes Filled with Magnetic Fluid into a Terbium Gallium Garnet Fiber,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 11, pp. 1–4, 2015.
- [58] H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, and R. Deghdak, “Magneto-optical properties of magnetic photonic crystal fiber of terbium gallium garnet filled with magnetic fluid,” *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.*, vol. 22, pp. 24–28, 2016.
- [59] R. Deghdak, M. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, T. Bouchemat, and H. Otmani, “Sensitive magnetic field sensor using 2D magnetic photonic crystal slab waveguide based on BIG / GGG structure,” *J. Comput. Electron.*, vol. 16, no. 2, pp. 392–400, 2017.
- [60] Yong Zhao, Ya-Nan Zhang, and Ri-Qing Lv, “Simultaneous Measurement of Magnetic Field and Temperature Based on Magnetic Fluid-Infiltrated Photonic Crystal Cavity,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 64, no. 4, pp. 1055–1062, 2015.
- [61] R. K. Gangwar, V. Bhardwaj, and V. K. Singh, “Magnetic field sensor based on selectively magnetic fluid infiltrated dual-core photonic crystal fiber,” *Opt. Eng.*, vol. 55, no. 2, p. 026111, 2016.
- [62] J. Wu *et al.*, “Dual-direction magnetic field sensor based on core-offset microfiber and ferrofluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 15, pp. 1581–1584, 2014.
- [63] Y. Dong *et al.*, “Magnetic field and temperature sensor based on D-shaped fiber modal interferometer and magnetic fluid,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 107, pp. 169–173, 2018.
- [64] P. F. JP CASTERA, PL MEUNIER, “Effets magnétooptiques dans les grenats et leur application à la réalisation d’un isolateur et d’un circulateur optiques,” *Rev. Tech.*, vol. 18, no. 2, pp. 256–299, 1986.
- [65] S. Y. and T. Makimoto, “Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 2, pp. 882–888, 1974.
- [66] K. Ando, T. Okoshi, and N. Koshizuka, “Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, pp. 10–13, 1988.
- [67] T. Shintaku, “Integrated optical isolator based on nonreciprocal higher-order mode conversion,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 2789, no. 1995, pp. 51–54, 2010.
- [68] T. Shintaku, “Integrated optical isolator based on efficient nonreciprocal radiation mode

- conversion,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 14, pp. 1946–1948, 1998.
- [69] N. Sugimoto *et al.*, “Waveguide Polarization-Independent,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 355–357, 1999.
- [70] F. Auracher and H. H. Witte, “New Design for an Integrated Optical Isolator,” *Opt. Commun.*, vol. 13, no. 4, pp. 435–438, 1975.
- [71] Y. Okamura, T. Negami, and S. Yamamoto, “Integrated optical isolator and circulator using nonreciprocal phase shifters : a proposal,” *Appl. Opt.*, vol. 23, no. 11, pp. 1886–1889, 1984.
- [72] J. Fujita, R. Gerhardt, and L. Eldada, “Hybrid integrated optical isolators and circulators,” *Lightwave*, vol. 4652, pp. 77–85, 2002.
- [73] Y. Shoji and T. Mizumoto, “Ultra-wideband design of waveguide magneto-optical isolator operating in 1.31 $\mu\text{m}$  and 1.55 $\mu\text{m}$  band,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 2, pp. 639–645, 2007.
- [74] S. Ghosh *et al.*, “Compact Mach-Zehnder Interferometer Ce : YIG / SOI Optical Isolator,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 18, pp. 1653–1656, 2012.
- [75] Y. Shoji and M. Tetsuya, “Waveguide magneto-optical devices for photonics integrated circuits [ Invited ],” *Opt. Mater. Express*, vol. 8, no. 8, pp. 2387–2394, 2018.
- [76] T. Mizumoto, S. Member, R. Takei, and Y. Shoji, “Waveguide Optical Isolators for Integrated Optics,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, no. 2, pp. 252–260, 2012.
- [77] Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I. W. Hsieh, and R. M. Osgood, “Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 7, pp. 071117–3, 2008.
- [78] S. Ghosh, S. Keyvaninia, Y. Shirato, T. Mizumoto, G. Roelkens, and R. Baets, “Optical isolator for TE polarized light realized by adhesive bonding of Ce:YIG on silicon-on-insulator waveguide circuits,” *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 3, pp. 6601108–7, 2013.
- [79] J. Fujita, S. Member, M. Levy, R. M. Osgood, L. Wilkens, and H. Dötsch, “Polarization-Independent Waveguide Optical Isolator Based on Nonreciprocal Phase Shift,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 11, pp. 1510–1512, 2000.
- [80] S. Kahl and A. M. Grishin, “Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 9, pp. 1438–1440, 2004.
- [81] M. Inoue *et al.*, “Magnetophotonic Crystals,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 8, pp. R151–R161, 2006.
- [82] M. Levy, X. Huang, R. Li, H. C. Yang, and H. Bakhru, “Magneto-optic photonic crystals as optical waveguide structures,” in *Proceedings of SPIE*, 2004, vol. 5515, pp. 30–41.
- [83] M. Inoue and T. Fujii, “A theoretical analysis of magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 8, pp. 5659–5661, 1997.
- [84] M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, “Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 11, pp. 6768–6770, 1998.
- [85] M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, “One-dimensional magnetophotonic crystals,”

- J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 8, pp. 5768–5770, 1999.
- [86] M. Levy and A. A. Jalali, “one-dimensional magnetophotonic crystals : an analytical approach,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, no. 7, pp. 1603–1609, 2007.
- [87] M. Levy, R. Li, and M. Levy, “Polarization rotation enhancement and scattering mechanisms in waveguide magnetophotonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 121113–3, 2006.
- [88] A. A. Jalali and M. Levy, “Local normal-mode coupling and energy band splitting in elliptically birefringent one- dimensional magnetophotonic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 1, pp. 119–125, 2008.
- [89] A. A. Jalali, M. Levy, Z. Zhou, and N. Dissanayake, “Polarization Rotation Enhancement and Gyrotropic Photonic Bandgaps in Birefringent Magneto-Photonic Crystals,” in *Proc. of SPIE*, 2008, vol. 7056, pp. 1–8.
- [90] N. K. Dissanayake, M. Levy, A. A. Jalali, and V. J. Fratello, “Gyrotropic band gap optical sensors Gyrotropic band gap optical sensors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, pp. 181105–3, 2010.
- [91] X. Huang, R. Li, H. C. Yang, and M. Levy, “Multimodal and birefringence effects in magnetic photonic crystals,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 300, no. 1, pp. 112–116, 2006.
- [92] A. Chakravarty, M. Levy, A. A. Jalali, Z. Wu, and A. M. Merzlikin, “Elliptical normal modes and stop band reconfiguration in multimode birefringent one-dimensional magnetophotonic crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 094202, pp. 1–9, 2011.
- [93] M. Levy, R. Li, A. A. Jalali, and X. Huang, “Band Edge Effects and Normal Mode Propagation in Waveguide Magnetophotonic Crystals,” *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 30, pp. 561–566, 2006.
- [94] R. Li and M. Levy, “Bragg grating magnetic photonic crystal waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 251102, 2005.
- [95] M. J. Steel, M. Levy, and R. M. Osgood, “High transmission enhanced Faraday rotation in one-dimensional photonic crystals with defects,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 9, pp. 1171–1173, 2000.
- [96] T. Jalali and M. Hessamodini, “The effect of 1D magneto-photonic crystal defect mode on Faraday rotation,” *Optik (Stuttg.)*, vol. 126, no. 23, pp. 3954–3958, 2015.
- [97] Z. Yu, Z. Wang, S. Fan, and S. Fan, “One-way total reflection with one-dimensional magneto-optical photonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 2007, pp. 121133–3, 2007.
- [98] A. A. Jalali and A. T. Friberg, “Faraday rotation in a two-dimensional photonic crystal with a magneto-optic defect,” *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 10, pp. 1213–1215, 2005.
- [99] S. K. Mondal and B. J. H. Stadler, “Novel designs for integrating YIG/air photonic crystal slab polarizers with waveguide Faraday rotators,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 127–129, 2005.
- [100] N. Kono and M. Koshiba, “Three-dimensional finite element analysis of nonreciprocal phase shifts in magneto-photonic crystal waveguides,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 23, pp. 9155–9166, 2005.
- [101] T. Tsai, C. Wang, H. Wang, I. Chang, and L. Chen, “A High-Resolution Refractive Index

- Sensor Based on a Magnetic Photonic Crystal,” *Int. J. Phys. Math. Sci.*, vol. 9, no. 7, pp. 411–415, 2015.
- [102] A. V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue, “Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 4, pp. 2829–2831, 2004.
- [103] Q. Wang, Z. Ouyang, and Q. Liu, “Multiport photonic crystal circulators created by cascading magneto-optical cavities,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, no. 4, pp. 703–708, 2011.
- [104] W. Śmigaj, J. Romero-Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens, and M. Vanwolleghem, “Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 4, p. 568, 2010.

---

**Chapitre 3.**  
**Méthodes et outils de**  
**simulation numérique**

---



## Chapitre 3.

### Méthodes et Outils de Simulation Numérique

---

#### Sommaire

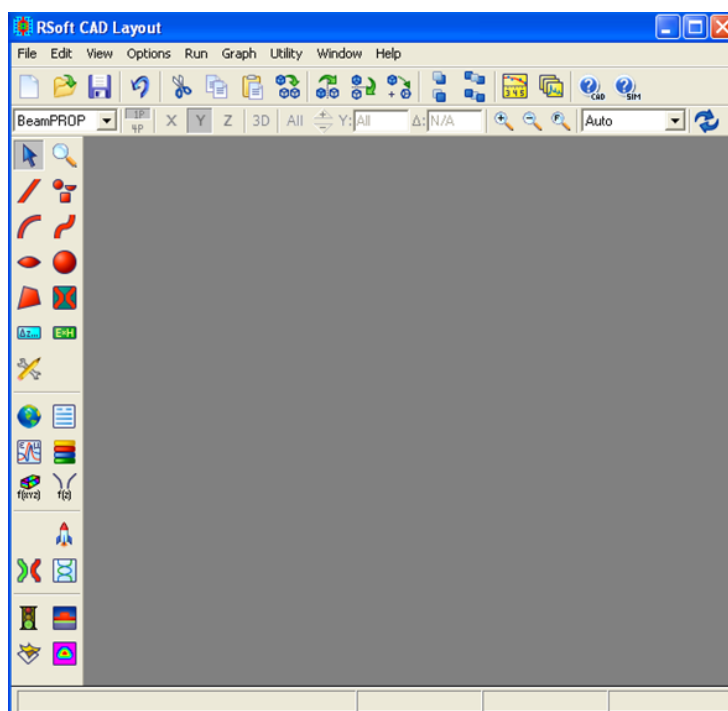
Introduction .....	77
3.1 Aperçu du logiciel RSoft Photonics Suite .....	77
3.2 Le simulateur « BandSOLVE » .....	78
3.3 Méthode des ondes planes .....	79
3.4 Le simulateur « Fullwave » .....	82
3.5 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) .....	82
3.5.1 Schéma de Yee .....	83
3.5.2 Conditions de stabilité numérique et convergence .....	85
3.5.3 Conditions aux limites .....	85
3.6 Le simulateur « BeamPROP » .....	88
3.7 La méthode de propagation de faisceau .....	90
3.8 Utilisation du BeamPROP .....	91
3.8.1 Domaine de calcul et grille .....	91
3.8.2 Domain Min et Domain Max .....	92
3.8.3 Taille de la grille .....	92
3.8.4 Conditions aux limites .....	92
3.8.5 Options de polarisation et grand-angle .....	92
3.8.6 Définir le champ de lancement .....	93
Conclusion .....	93
Références du chapitre 3 .....	94

## Introduction

La conception et l'optimisation des dispositifs photoniques nécessitent des techniques de propagation d'onde numérique pour une simulation précise de la lumière. Le développement de ces méthodes de simulation est donc essentiel pour l'étude des dispositifs optiques. Parmi toutes les méthodes utilisées, les plus répandues sont la méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion, PWE), la méthode des différences finies temporelles (Finite-Difference Time-Domain method, FDTD) ainsi que la méthode de propagation de faisceau (Beam Propagation Method, BPM). Dans ce chapitre, nous présentons les concepts de base liés aux méthodes et outils de simulation numérique des cristaux photoniques, pour étudier les propriétés de diagramme de bandes de ces structures, le simulateur BandSOLVE suivi d'une description de la méthode des ondes planes est présenté. D'une manière générale, la modélisation des cristaux photoniques passe par le calcul des diagrammes de dispersion, de la réflexion et de la transmission, pour cela nous utilisons le simulateur Fullwave, qui permet la connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps et d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure. Finalement, nous présentons le simulateur BeamPROP avec une description générale de la méthode de propagation de faisceau aux différences finies. Cet outil est idéal pour simuler la propagation d'un faisceau dans le guide d'ondes et les fibres à cristaux photoniques.

### 3.1 Aperçu du logiciel RSoft Photonics Suite

Le RSoft CAD illustré sur la Figure 3.1, est le programme de base de RSoft Photonics Suite, ce logiciel est utilisé pour la conception de dispositif photonique et système de communication optique [1]. Il possède plusieurs modules de simulation: BeamPROP, Fullwave, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, FemSIM, et ModePROP. Ces modules sont utilisés pour concevoir et analyser des dispositifs de télécommunication optique et des structures optiques à l'échelle nanométrique. Le RSoft est employé pour définir les propriétés matérielles et la géométrie structurelle d'un dispositif photonique. L'utilisateur doit d'abord concevoir une structure dans l'interface et utilisera ensuite un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser les divers aspects de la performance du dispositif. Cette approche modulaire de la conception et la simulation des dispositifs photoniques est l'un des avantages du logiciel. Chaque programme dans « RSoft's Photonic Suite's » partage le même environnement avec les autres programmes, dans lequel les données peuvent être réparties entre les modules.



**Figure 3.1:** Fenêtre de Rsoft CAD, montrant la barre de menus en haut, les barres d'outils en haut et à gauche, et la barre d'état en bas [1].

### 3.2 Le simulateur « BandSOLVE »

Le logiciel que nous avons exploité pour analyser et calculer les diagrammes de bandes s'appelle «BandSOLVE» développé par Rsoft. BandSOLVE est un logiciel de simulation des structures de bande photoniques, il est basé sur la technique de décomposition en onde plane (Plane Wave Expansion technique, PWE) pour les structures périodiques [2]. Ce module est idéal pour produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques classiques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques. A deux dimensions, il est essentiel de considérer deux directions de propagation différente : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En outre, il peut être appliqué à des structures de fibres qui sont particulièrement difficiles pour d'autres techniques de simulation. Il est essentiellement utile pour optimiser les propriétés de la structure de bande des structures à cristaux photoniques, qui peuvent ensuite être simulées dans FullWAVE et BeamPROP.

La boîte de dialogue de simulation BandSOLVE est la suivante (Figure 3.2).

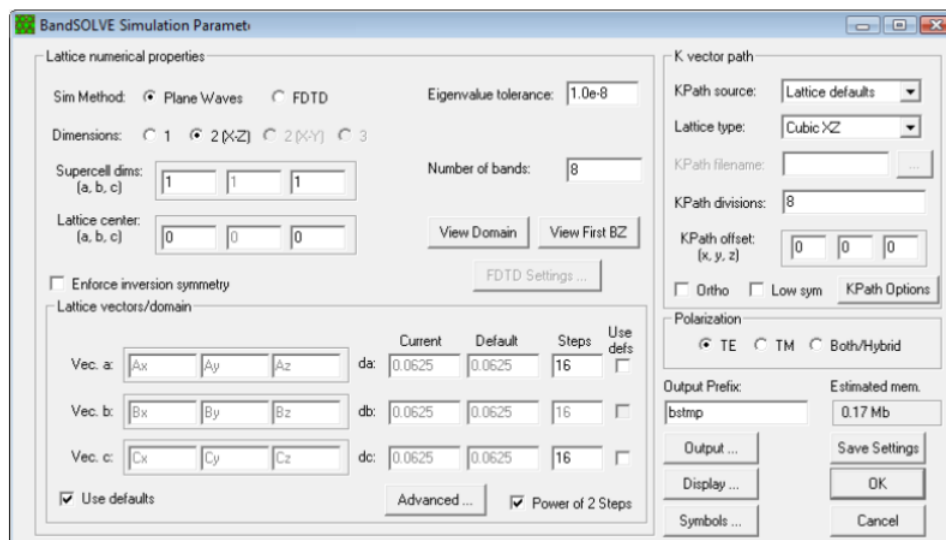


Figure 3.2: Fenêtre de BandSOLVE [2].

### 3.3 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes PWE est une technique numérique répandue pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques. Ce fut la première technique utilisée pour simuler les structures périodiques de dimensions infinies et pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure [3]–[6]. (Figure 3.3). Cette méthode est particulièrement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à BIPs et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [7].

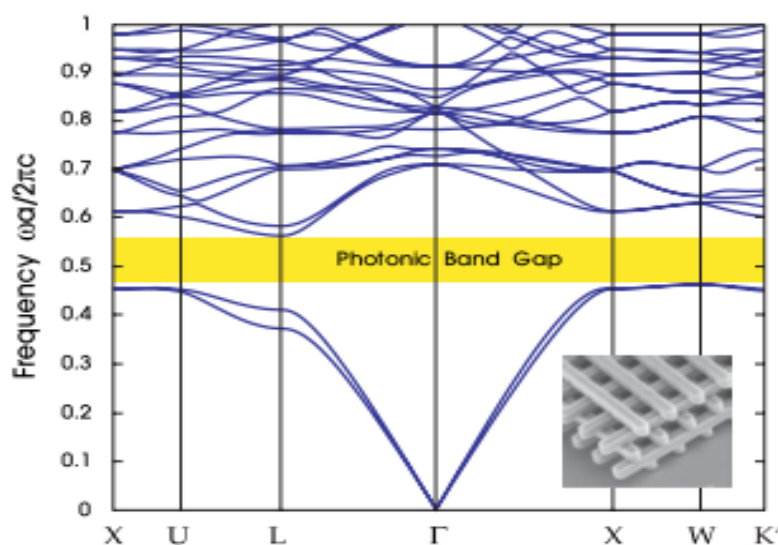


Figure 3.3: Exemple d'un diagramme de dispersion pour un cristal photonique tas de bois [8].

Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes. Elle consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes.

L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres. En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondant à chaque onde plane sont obtenus [9].

Les équations des Maxwell amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.2)$$

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

Avec la longueur d'onde dans le vide  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$  et dont le vecteur d'onde  $\vec{k}$  est défini de telle sorte que  $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$ , soit direct et que  $\omega^2 = \frac{K^2 c^2}{\varepsilon_r(\vec{r})}$  ( $n = \sqrt{\varepsilon_r(\vec{r})}$ ).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (3.1) et (3.2) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (3.5)$$

Comme  $\varepsilon_r(\vec{r})$  est périodique,  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$  satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposés sous la forme :  $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$  et  $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$ , où les fonctions  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer  $\varepsilon_r(\vec{r})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (3.6)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[ \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (3.7)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[ \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (3.8)$$

Où  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et où  $\varepsilon_r(\vec{r})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  sont les composantes dans l'espace réciproque. Alors, par exemple, pour le champ électrique, l'équation devient :

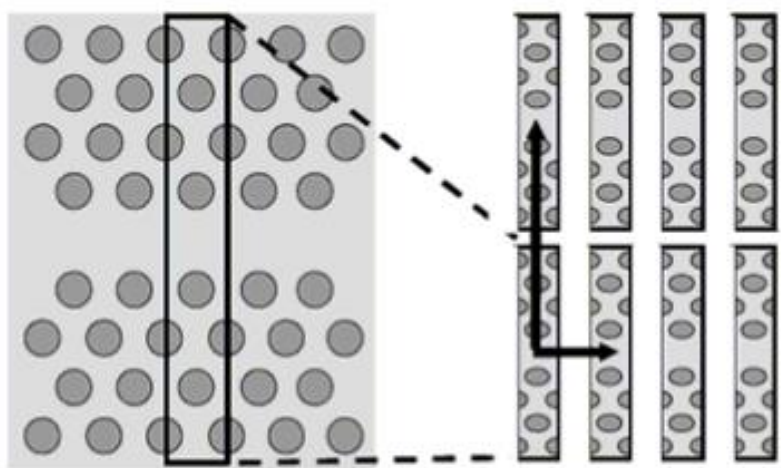
$$-(\vec{G} + \vec{K}) \times \{(\vec{G} + \vec{K}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G})\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (3.9)$$

Cette équation représente un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs  $\vec{G}$  du réseau réciproque.

La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de  $k$ , permet alors de déterminer les valeurs propres  $\omega_n(\vec{K})$  ( $n$  servant à numéroter les valeurs propres). Les valeurs de  $\vec{K}$  sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues. Elles représentent les diagrammes de bandes du cristal.

D'une manière générale, quand les vecteurs  $\vec{K}$  décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences  $\omega_n(\vec{K})$  recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode  $\omega_n(\vec{K})$  n'est accessible ce sont les bandes interdites photoniques.

Pour calculer le diagramme de bandes d'un CPh par la méthode PWE, il faut définir une super-cellule. Cette méthode développée par [10] permet de calculer avec une bonne précision les modes, avec et sans défauts, dans les cristaux photoniques. Dans le cas d'un défaut, la périodicité est réintroduite en plaçant le défaut au centre d'une cellule de base qui englobe plusieurs rangées de motifs en répétant périodiquement cette super-cellule suivant les directions de l'espace dans lequel s'organise le cristal photonique d'origine (Figure 3.4). Cela permet de connaître le comportement optique du matériau infini à partir d'une étude effectuée seulement dans sa première ZB car le comportement d'une cellule élémentaire devant une excitation traduit le comportement global du matériau [11]. Cependant, l'utilisation de cette technique n'est valable que si la distance entre les défauts est suffisamment importante, pour un matériau diélectrique de permittivité relative voisine de 10, la distance entre les défauts doit être supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine [12].



**Figure 3.4:** Exemple de définition d'une super-cellule dans le cas d'un défaut linéaire [12].

### 3.4 Le simulateur « Fullwave »

Fullwave est un logiciel de simulation électromagnétique, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD) [13]. Il est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques. Fullwave permet d'obtenir les cartographies du champ électromagnétique en n'importe quel point de la structure. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les propriétés des matériaux (la permittivité électrique) et la géométrie de la structure d'un dispositif photonique, ainsi que l'environnement de la structure (les conditions aux limites). Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires.

### 3.5 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

La méthode FDTD a été proposée et développée par Kane S. Yee en 1966 [14]. Cette méthode est l'une des techniques les plus utilisées pour simuler des circuits en optique intégrée. Elle était conçue initialement pour la résolution numérique des équations différentielles puis elle a été adaptée pour la modélisation des problèmes électromagnétiques dans le domaine des micro-ondes, des télécommunications. La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes [15]. Le principe est de discrétiser les équations de Maxwell dans le domaine spatial et temporel. Le maillage de la cellule élémentaire est réalisé, puis le champ électromagnétique est calculé en différents points. Les conditions initiales fixent la valeur du champ électromagnétique à l'instant  $t = 0$ . La FDTD a été d'abord utilisée pour la simulation des matériaux isotropes, tel que l'étude d'un défaut ou d'une cavité, en donnant la cartographie du champ à l'intérieur du cristal ainsi que les coefficients de transmission et de réflexion de la structure [11]. Ensuite, des algorithmes adaptés aux matériaux

anisotropes caractérisés par un tenseur de permittivité quelconque ont été proposés [16]. Il est possible d'utiliser des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure, similairement à la simulation d'un guide à cristal photonique. Parmi les conditions absorbantes, les plus utilisées sont les conditions de Mur [17] ou de PML (Perfectly Matched Layer) [18]. Ces dernières sont basées sur le placement d'un absorbant artificiel en bord de domaine de calcul qui permet d'obtenir une adaptation d'impédance entre le matériau et le vide pour éviter toute réflexion [12][19].

Le calcul par FDTD permet de connaître :

- La position spectrale des modes dans une structure de dimensions latérales finies ainsi que la durée de vie des photons pour ces modes.
- La répartition spatiale du champ électromagnétique d'un mode de la structure [20].

Cette méthode possède de nombreux avantages :

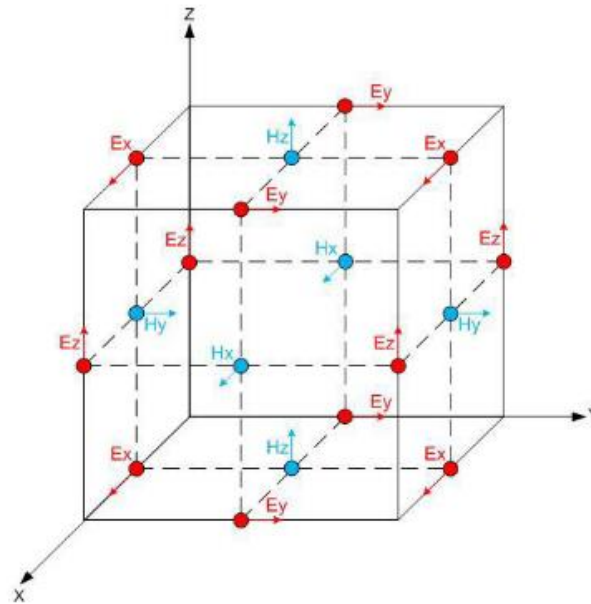
- Grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier, le calcul de toutes les composantes de champs à chaque points et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations. Ce qui la rend intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système.
- La possibilité de donner des résultats précis même sur les structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques.
- La résolution des équations dans le domaine temporel, permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau périodique.
- La possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, ..... ) [21].

Cependant, le principal inconvénient de la FDTD est qu'elle nécessite de longs temps de calculs (il peut bien souvent atteindre plusieurs jours) et un espace mémoire important, en particulier pour les calculs 3D, il requière de gros moyens matériels qui peuvent devenir excessifs lorsque l'on souhaite calculer des structures un peu plus exotiques. C'est pourquoi , elle est utilisée pour des calculs 2D, car elle représente un outil indispensable aux calculs de structures à CPhs 2D membranaires, notamment pour l'évaluation des pertes latérales et verticales, le calcul des diagrammes de rayonnement ou encore pour étudier le couplage entre une structure à cristal photonique 2D et un guide d'onde [20].

### 3.5.1 Schéma de Yee

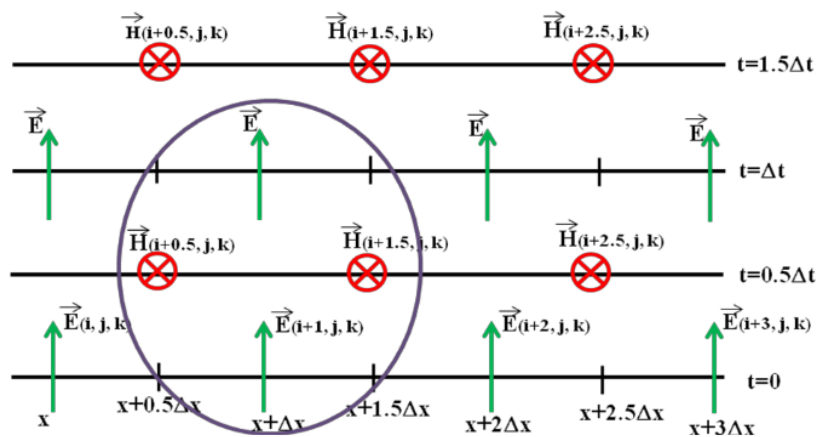
L'algorithme de Yee permet de calculer les composantes du champ électromagnétique dans le domaine temporel dans un arrangement dit à «saute-mouton». Afin d'utiliser cette méthode, un domaine de calcul est défini et discrétisé avec un maillage spatial de pas ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ). L'espace temporel est discrétisé avec un pas  $\Delta t$ . L'algorithme de Yee utilise un maillage spatial où chaque composante du champ E est entourée par 4 composantes du champ H, et inversement (Figure 3.5) [7].





**Figure 3.5:** Cellules de Yee à 3 dimensions [7].

Le calcul des composantes du champ électrique et celles du champ magnétique se fait d’une manière alternée. Les champs électriques  $E$  sont calculés avec un décalage d’une demi-itération temporelle par rapport aux instants où sont calculés les champs magnétiques  $H$ . C’est-à-dire que  $H$  est calculé au temps  $(t+n.\Delta t)$ , et  $E$  est calculé au temps  $(t+1/2+n.\Delta t)$  (Figure 3.6). Ainsi le principe des dérivées centrées est conservé [22].



**Figure 3.6:** Calcul alternatif de champs  $E$  et  $H$ .

Cette disposition montre deux avantages principaux :

- Elle assure un processus itératif entièrement explicite, donc pas d’inversion de matrice et donc elle présente une bonne efficacité de calcul.
- Elle permet un centrage naturel des différences finies temporelles.

Les Figures (3.7a, 3.7b) donnent une représentation de la cellule de Yee bidimensionnelle pour les modes TM et TE respectivement.

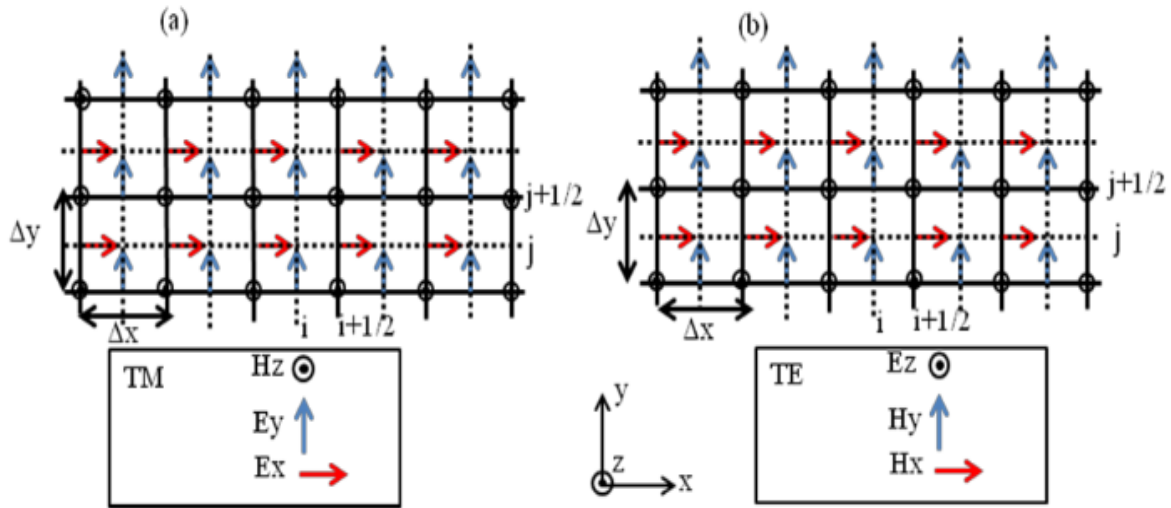


Figure 3.7: Cellule de Yee 2D : (a) mode TM, (b) mode TE [16].

### 3.5.2 Conditions de stabilité numérique et convergence

Pour assurer la stabilité numérique, il faut qu'en une itération temporelle, un point quelconque d'une onde ne doit pas pouvoir traverser plus d'une cellule FDTD. En effet, l'algorithme ne peut propager l'onde que d'un nœud vers un nœud adjacent. Le pas d'échantillonnage temporel devra donc être choisi suffisamment petit pour éviter cette erreur. Le critère suivant a été démontré (critère de stabilité de Courant-Friedrichs- Lewy) [14] :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (3.10)$$

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$  : les pas de discrétisation dans l'espace.

$c$  : la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu.

$\Delta t$  : le pas d'échantillonnage temporel.

Dans le cas particulier où  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ , alors cette condition devient :

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \quad (3.11)$$

### 3.5.3 Conditions aux limites

Afin de limiter le volume de calcul et par conséquent le temps et la quantité de mémoire utilisée, il est essentiel de restreindre le domaine ouvert de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné. Ce domaine devra être suffisamment grand pour englober toute la structure. Par la suite, les composantes du champ doivent être fixées à une valeur nulle aux bords du domaine. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure. Il faut donc créer un algorithme pour illustrer ces composantes de bord qui visent à réduire les réflexions. Pour cela, les conditions aux limites absorbante sont

les plus fréquemment utilisées (Absorbing Boundary Conditions), ces conditions éliminent toute énergie se propageant vers l'extérieur et empiètent sur les limites de domaine. Deux familles de solutions existent : Condition de Mur et la PML [7] [15].

### 3.5.3.1 Condition de Mur

La condition de Mur [17] est basée sur la technique proposée par Engquist et Madja [23] qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Ce principe est basé sur la factorisation des opérateurs aux dérivées partielles dans l'équation de l'onde. Dans le cas 2D, l'équation d'onde est la suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (3.12)$$

Avec  $u$  : composante scalaire de l'un des champs E et H.

L'équation se présente sous la forme du produit d'un opérateur, nommé  $L$ , par la fonction  $u$  tel que  $Lu = 0$  et avec :

$$L \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3.13)$$

L'opérateur  $L$  peut être écrit sous la forme d'un produit d'opérateurs  $L = L^+ L^-$ , avec :

$$L^\pm \equiv \frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - \left( \frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\left(\frac{1}{c}\right) \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)}\right)^2} \quad (3.14)$$

Quel que soit l'angle d'incidence, l'application de  $L^\pm$  permettrait une absorption de la partie de l'onde qui devrait être réfléchié à l'interface entre les deux milieux (pour  $x = 0$  ou  $x = d$ ). Une factorisation similaire est évidemment possible pour  $y=0$  et  $y=d$ .

Une approximation au second ordre de l'équation différentielle devrait être appliquée aux composantes tangentielles du champ en  $x = 0$  pour éliminer l'onde réfléchié :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (3.15)$$

Cette équation discrétisée par la méthode des différences finies correspond aux conditions de MUR du second ordre. Ces conditions ne sont pratiquement pas applicables aux coins du domaine de calcul sans qu'elles ne soient réduites au premier ordre. L'équation différentielle pour  $x=0$  se réduit alors à :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (3.16)$$

Ces conditions aux limites sont identiques pour les composantes du champ E et H et elles ne sont valables que pour des ondes arrivant à incidence normale à la limite du domaine. Une réflexion parasite apparaîtra pour des incidences s'en écartant [15].

### 3.5.3.2 Condition PML (Perfectly Matched Layers)

Les conditions aux limites de type PML sont les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui, elles permettent de réaliser le calcul sur des structures de tailles latérales finies et de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de  $10^{-5}$  (amplitude du champ), sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Cette technique peut s'appliquer à tous types de structures et de géométries, à fortiori pour les cristaux photoniques. Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$ ). La précision du calcul dépend du pas de discrétisation spatiale et temporelle. Ces paramètres peuvent être ajustés en fonction des informations que nous souhaitons collecter ainsi que de la précision requise. La source d'excitation dans ce type de simulation peut être un dipôle ou une source gaussienne (dans l'espace). Cette source peut être émise en continu à une longueur d'onde précise ou être limitée dans le temps et comportant une large gamme de longueurs d'onde [20].

Dans le vide, cette condition s'exprime :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3.17)$$

Où  $\varepsilon_0$  désigne la permittivité du vide et  $\mu_0$  sa perméabilité magnétique.

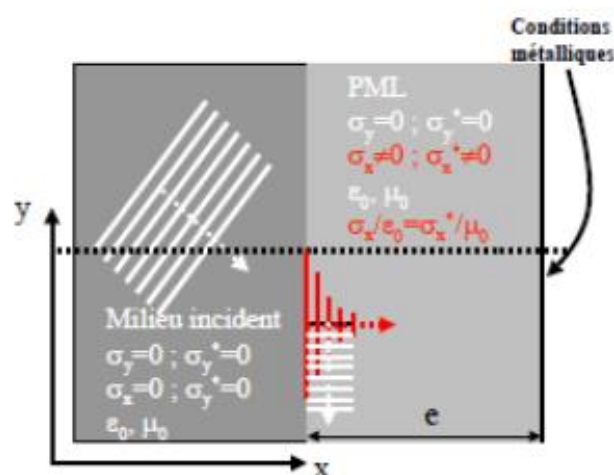
Dans ce cas, l'onde n'est pas réfléchiée à l'interface entre les deux supports et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de cette dernière peut être large pour limiter la réflexion en bord de domaine. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte.

L'astuce introduite par Bérenger dans les années 80 consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (Figure 3.8).

À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée de manière fictive en deux ondes :

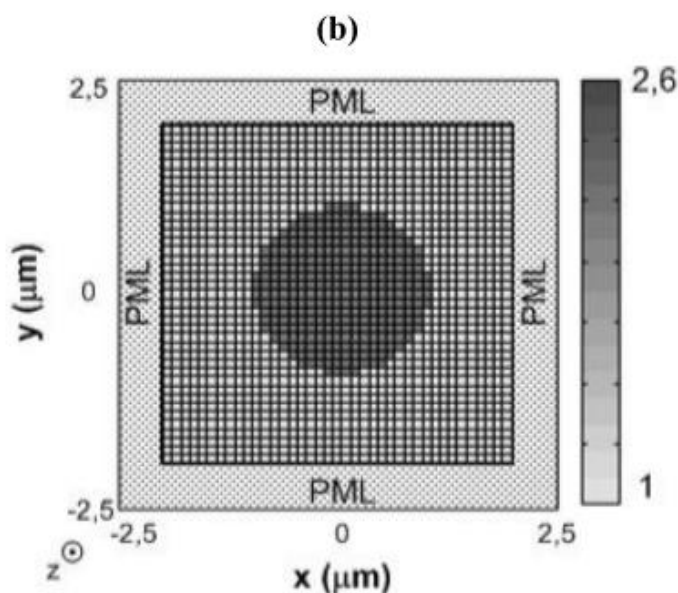
- Une onde à incidence normale, qui n'est pas réfléchiée à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.
- Une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Donc les couches de types PML permettent d'absorber sans réflexions une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque. Une condition de mur métallique peut alors être imposée en limite de PML sans réflexions conséquentes d'énergie dans le domaine de calcul.



**Figure 3.8:** Fonctionnement d'un milieu de type PML [15].

La Figure 3.9 montre un exemple de maillage d'une structure circulaire avec application des conditions aux limites PML.



**Figure 3.9:** Exemple d'un maillage d'une structure circulaire avec application des conditions aux limites PML [22].

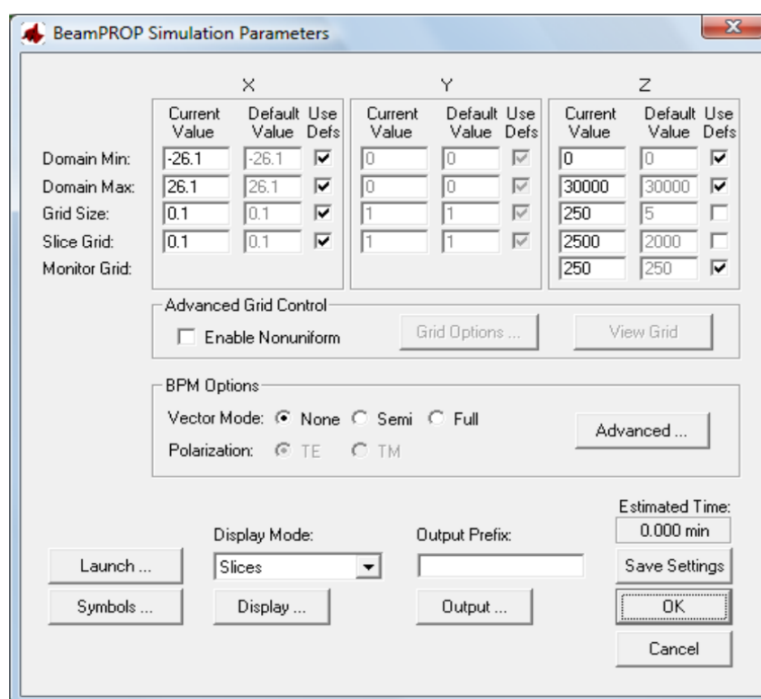
### 3.6 Le simulateur «BeamPROP»

BeamPROP est un module de propagation intégré avec RSoft Photonics CAD SUITE, utilisé pour la conception de dispositifs guides d'ondes 2D et 3D, circuits intégrés et fibres optiques [24]. Le logiciel inclut la technique avancée de propagation de faisceau par différence finie (advanced finite-difference beam propagation techniques, BPM) [25][26] pour la simulation. Cette technique utilise des méthodes de différences finies pour résoudre l'approximation

parabolique ou paraxiale de l'équation de Helmholtz. De plus, le programme utilise des conditions aux limites transparentes [27].

Au cœur du module BeamPROP, est intégré un programme de calcul extrêmement robuste capable de trouver les solutions rigoureuses des équations d'ondes de Maxwell. Ces solutions sont complètement vectorielles et entièrement bidirectionnelles, en tenant compte de toutes les réflexions aux joints à l'interfaces des différents composants du dispositif, car l'algorithme bidirectionnel modélise toutes les réflexions internes.

La boîte de dialogue de simulation BeamPROP est la suivante (Figure 3.10).



**Figure 3.10:** Fenêtre Paramètres de simulation BeamPROP où sont introduit les paramètres de simulation numériques de base [24].

Le problème de propagation physique nécessite deux informations clés :

- La distribution d'indice de réfraction,  $n(x,y,z)$ ;
- Le champ d'onde d'entrée,  $u(x,y,z=0)$ .

À partir de ces derniers, la physique détermine le champ d'onde dans le reste du domaine,  $u(x,y,z>0)$ .

L'algorithme de la solution nécessite une saisie supplémentaire sous la forme de paramètres de simulation numériques tels que :

- Un domaine de calcul fini pour  $x$  dans l'intervalle  $(x_{min}, x_{max})$ ,  $y$  dans l'intervalle  $(y_{min}, y_{max})$  et  $z$  dans l'intervalle  $(z_{min}, z_{max})$ .
- La taille de la grille transversale,  $\Delta x$  et  $\Delta y$ .
- La taille du pas longitudinal,  $\Delta z$ .

### 3.7 La méthode de propagation de faisceau

La BPM est actuellement la méthode la plus largement utilisée pour la modélisation des structures photonique complexes telles que les guides d'ondes non- uniformes et les jonctions optiques. Cette méthode est conceptuellement aisée, permettant la mise en œuvre rapide en utilisant des algorithmes de base très simples (les transformées de fourrier directe et inverse), elle sert à simuler la propagation du champ électromagnétique dans des dispositifs de l'optique intégrée, particulièrement les fibres optiques. La BPM peut s'appliquer à des géométries complexes telles qu'elle inclut automatiquement les effets dus aux champs guidés ainsi que les problèmes liés au couplage entre modes. Ainsi, c'est une technique très flexible et extensible, permettant l'inclusion de divers paramètres tels que la polarisation ou les effets non-linéaires. Elle permet la simulation du faisceau qui se propage en négligeant la réflexion et en satisfaisant seulement à l'approximation paraxiale ou scalaire. À partir d'un champ électromagnétique incident, la BPM permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, ce calcul est directement proportionnel au nombre de points de la grille utilisée dans la simulation numérique. Les différentes BPM se caractérisent aussi bien par les approximations considérées que par la technique de résolution des équations de propagation. Les approximations les plus utilisées sont l'approximation scalaire et paraxiale.

- L'approximation scalaire consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. Dans le cas d'un guide optique, un faisceau polarisé ne change pas de direction tout au long de la propagation, le couplage entre les différentes composantes du champ est faible à cause de la forme particulière des guides optiques. De ce fait le champ est considéré comme le produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction et les équations vectorielles sont réduites à des équations scalaires. Par conséquent, la propagation dans une structure bidimensionnelle se fait selon un mode quasi- TM ou quasi-TE proche de modes TM ou TE dans les guides plans.
- L'approximation paraxiale considère de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. il a été montré que par rapport à une technique non paraxiale, et même si les équations de propagation en sont considérablement réduites, les résultats obtenus avec une BPM paraxiale différent très peu de ceux obtenus par la première et donc que l'approximation paraxiale est applicable à une vaste gamme de structures d'optique intégrée [28].

L'approximation scalaire permet d'écrire l'équation d'onde sous la forme simple d'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 \bar{\varepsilon} + k^2 \bar{\varepsilon} = 0 \quad (3.18)$$

$$\nabla^2 \bar{h} + k^2 \bar{h} = 0 \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \varepsilon = 0 \quad (3.20)$$

L'expression du champ électrique est  $E(x, y, z, t) = \varepsilon(x, y, z)e^{-i\omega t}$  et la notation  $k(x, y, z) = k_0 n(x, y, z)$  a été introduite pour un nombre d'onde dans l'espace, avec le nombre d'onde dans le vide  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ . La configuration du problème est définie cette fois par la distribution d'indice de réfraction  $n(x, y, z)$ . Le champ  $\varepsilon(x, y, z)$  peut alors être défini par :

$$\varepsilon(x, y, z) = u(x, y, z)e^{-i\bar{k}z} \quad (3.21)$$

Où  $u(x, y, z)$  est un terme d'amplitude qui varie lentement selon l'axe  $z$  (l'axe de propagation) et  $e^{-i\bar{k}z}$  est un terme de phase qui varie rapidement, et  $\bar{k}$  est un nombre constant choisi pour représenter la variation moyenne de phase du champ  $\varepsilon$ , il est appelée nombre d'onde de référence.

En utilisant la décomposition  $\varepsilon(x, y, z)$  dans l'équation  $\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \varepsilon$  nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (3.22)$$

En considérant maintenant que  $u$  varie très lentement par rapport à  $z$ , on peut négliger le premier terme de l'équation ci-dessus.

En utilisant la deuxième approximation : l'approximation paraxiale. L'équation de la BPM basique à 3 dimensions  $\varepsilon(x, y, z)$  se réduit alors à :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (3.23)$$

La simplification de cette équation à deux dimensions se fait en omettant les termes dépendant de  $y$  [28].

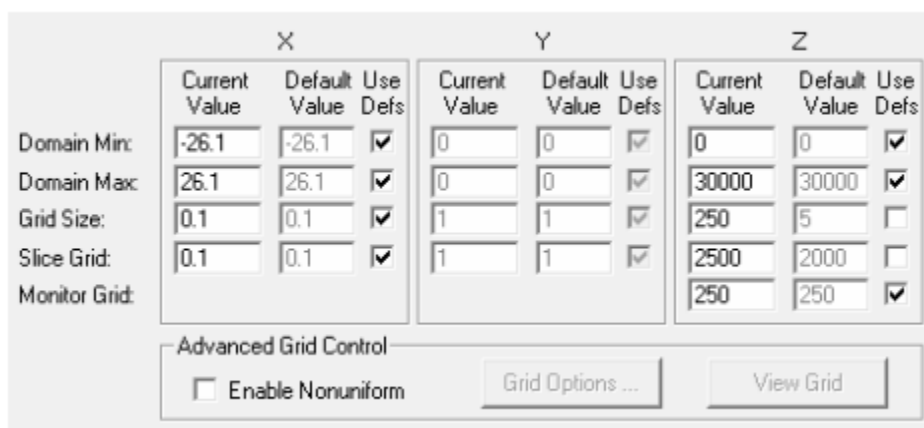
## 3.8 Utilisation du BeamPROP

### 3.8.1 Domaine de calcul et grille

Le BeamPROP résout les équations des champs électromagnétiques dans une structure donnée dans un domaine de calcul sur une grille spatiale. Il est donc important de définir cette grille correctement pour garantir des résultats corrects.

La Figure 3.11 présente un exemple des paramètres de la grille, où la partie supérieure de la boîte de dialogue permet à l'utilisateur de spécifier les informations sur les paramètres numériques dans chaque direction spatiale.





**Figure 3.11:** Section de la fenêtre du domaine de calcul et de la grille où les informations de grille la spatiale sont définies.

### 3.8.2 Domain Min et Domain Max

Ces paramètres définissent les limites de domaine à utiliser lors de la simulation. Pour des résultats précis, le domaine de simulation doit inclure toutes les parties de la structure, y compris les champs évanescents extérieurs à la structure. Il ne doit pas être excessivement grand, car rien ne peut être gagné en simulant des parties du domaine où aucun champ n'est présent.

### 3.8.3 Taille de la grille

Il est recommandé de faire une étude de convergence du calcul avec la grille pour obtenir des résultats précis.

- Slice grid : Il définit la grille sur laquelle les résultats de la simulation sont affichés et enregistrés.
- Monitor grid : Ce paramètre, défini uniquement pour la coordonnée Z, spécifie la grille utilisée pour afficher et enregistrer les résultats du moniteur.

### 3.8.4 Conditions aux limites

En plus du domaine et de la grille de calcul, BeamPROP doit également définir le comportement des champs aux limites du domaine sélectionné. Par défaut, BeamPROP utilise des conditions aux limites de transparence totale (TBC). Ce type de limite est conçu pour permettre au rayonnement de traverser la limite sans réflexion dans le domaine de la simulation.

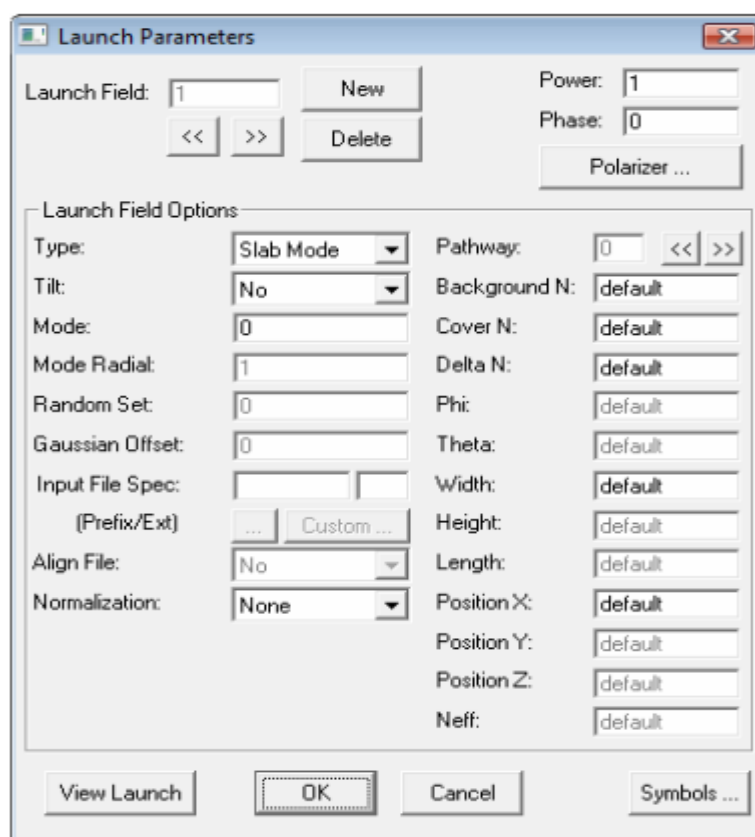
### 3.8.5 Options de polarisation et grand-angle

BeamPROP inclut de nombreuses options permettant de contrôler le traitement de la polarisation, notamment les calculs scalaires, les options TE, TM, quasi-TE, quasi-TM. Par défaut, BeamPROP effectuera un calcul scalaire équivalent à TE en 2D et valable pour les cas à faible contraste en 3D. Ce paramètre par défaut est généralement un bon point de départ, bien que des options supplémentaires puissent être nécessaires en fonction de l'application exacte.

L'algorithme BPM de base ne permet pas la propagation hors axe. BeamPROP contient tout un éventail d'options grand angle qui aident à assouplir cette restriction et permettent de simuler avec succès de nombreux appareils.

### 3.8.6 Définir le champ de lancement

Le champ de lancement est la condition initiale pour la simulation, il est défini via la boîte de dialogue « Launch Parameters » illustrée sur la Figure 3.12.



**Figure 3.12:** Boîte de dialogue des paramètres du champ de lancement qui sélectionne à la fois le type et les caractéristiques du champ d'entrée optique.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents simulateurs (BandSOLVE, Fullwave et BeamPROP), exploités dans notre travail. Ces outils sont parfaitement adaptés à la conception des circuits photoniques et magnéto-photoniques. En premier lieu, nous avons utilisé le BandSOLVE de la compagnie RSoft. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisées pour les structures périodiques qui facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Le BandSOLVE est idéal pour produire des diagrammes de bandes des structures à bandes interdites photoniques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques. En outre, afin de déterminer les paramètres permettant de réaliser les fonctions optiques désirées ainsi que les caractéristiques dynamiques telles que la transmission, localisation des champs, facteur de qualité, la méthode FDTD a été

présentée. Cette technique est basée sur la résolution directe des équations de Maxwell qui permet d'obtenir une réponse rigoureuse de la structure étudiée. En dernier, nous avons présenté le simulateur BeamPROP, basé sur l'algorithme de BPM vectorielle aux différences finies. Il est idéal pour simuler des guides plans et des fibres conventionnelles ainsi que des systèmes optiques. C'est essentiellement ces méthodes qui sont appliquées pour l'étude de nos structures à base de cristaux magnéto-photoniques : les guides et les fibres conventionnelles dont le matériau utilisé possède des propriétés physiques anisotropes conduisant à des phénomènes de conversion de modes et rotation Faraday.

### Références du chapitre 3

- [1] L. R. N. 16848079, "RSoft Photonic Design Software: Photonic Device & Optical Communications System Design." 2016.
- [2] "RSoft Design Group, Inc, 'BandSOLVE 4.1 User Guide', license 16847214, 1993-2008."
- [3] K. M. L. and Y. F. Liu, "Photonic Band Structures : the Plane-Wave Method," *Phys. Rev. B*, vol. 41, p. 10188, 1990.
- [4] P. R. Villeneuve and M. Piche, "Photonic band gap of transverse-electric modes in two dimensionally periodic media," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. A8, p. 1296, 1991.
- [5] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. H, "Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient," *Phys. Rev. B*, vol. 48, p. 14121, 1993.
- [6] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. R, and J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials," *Phs. Rev. B*, vol. 44, pp. 13772–13774, 1991.
- [7] F. Bougriou, "Etude théorique des matériaux a bandes interdites photoniques bidimensionnels : applications dans le domaine du guidage optique et la détection," Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2013.
- [8] J. Lin, S. Y., Fleming, J. G., Hetherington, D. L., Smith, B. K., Biswas, R., K.M.Ho, Sigalas, M. M., Zubrzycki, W., Kurtz, S. R., Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251–253, 1998.
- [9] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a Photonic Gap in Periodique Dielectric Structures," *Phy. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 3152, 1990.
- [10] S. Guo and S. Albin, "A simple plane wave implementation method for photonic crystal calculation," *Opt. Express*, vol. 11, no. 2, pp. 167–175, 2003.
- [11] S. Massaoudi, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultraréfraction," Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2005.
- [12] N. Delphine, "Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI," Thèse de doctorat, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, 2006.
- [13] "RSoft Design Group, Inc, 'FULLWAVE 6.1 User Guide', license 16847214."
- [14] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's

- equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [15] A. Benmerkhi, “Optimisation Du Confinement De La Lumiere Dans Des Cavites a Cristaux Photoniques,” Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2012.
- [16] O. ARAR, “Modélisation par FDTD des systèmes électromagnétiques: cas des matériaux anisotropes,” Thèse de doctorat, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, 2013.
- [17] G. Mur, “Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, pp. 377–382, 1981.
- [18] J. P. Berenger, “A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves,” *J. Comput. Phys.*, vol. 114, no. 2, pp. 185–200, 1994.
- [19] M. Zelsmann, “Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’émission et l’extraction de lumière,” Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2003.
- [20] L. Ferrier, “Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le controle 3D de la lumière,” Thèse de doctorat, Institut des nanotechnologies de Lyon, 2008.
- [21] A. Labbani, “Materiaux bip a base de nanoparticules metalliques et semiconductrices etude des proprietes optiques par fdtd,” Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2009.
- [22] A. Harhouz, “Contribution à l’ étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques,” Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M’sila, 2017.
- [23] B. Enquist and A. Majda, “Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves mathematics of computation,” *Math. Comput.*, vol. 31, pp. 629–651, 1977.
- [24] “RSoft Design Group, Inc, ‘BeamPROP 2016 User Guide’, Licence Rsoft N° 16848079.” 2016.
- [25] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, and S. Helfert, “Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 1, pp. 150–162, 2000.
- [26] R. Scarmozzino and R. M. Osgood, “Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications,” *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 8, no. 5, pp. 724–731, 1991.
- [27] G. R. Hadley, “Transparent boundary condition for the beam propagation method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 1, pp. 363–370, 1992.
- [28] B. Hayat, “Etude et simulation de la propagation de la lumière dans une microsonde optique par la méthode dite BPM (Beam Propagation Method),” Thèse de Magister, Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, Algerie, 2011.

---

# **Chapitre 4. Résultats et interprétations**

---

## Chapitre 4.

### Résultats et interprétations

#### Sommaire

Introduction .....	96
4.1 Capteur de champ magnétique basé sur un guide- cavité L4 couplés à CPh 2D .....	97
4.1.1 Description de la structure étudiée .....	97
4.1.2 La bande interdite photonique : .....	98
4.1.3 Méthodologie et optimisation de la structure .....	99
4.1.3.1 L'influence de la taille de la cavité .....	100
4.1.3.2 Influence de la taille des trous .....	100
4.1.4 La structure optimisée .....	102
4.1.5 Détection de la concentration de champ magnétique .....	103
4.1.5.1 Influence du nombre de trous fonctionnels .....	104
4.1.6 Détection du champ magnétique externe appliqué He .....	107
4.1.6.1 Principe et propriété de la détection .....	107
4.1.6.2 Résultats de détection et discussion .....	108
4.2 Etude des propriétés magnéto-optiques des isolateurs optiques .....	111
4.2.1 Guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation YIG/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ...	112
4.2.2 Optimisation de la BIP complète dans un MPC 2D planaire YIG/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	113
4.2.2.1 Influence du rayon des trous d'air et de l'épaisseur sur la largeur et la position de la BIP complète .....	113
4.2.2.2 Bande interdite photonique complète .....	114
4.2.3 Guide d'onde à MPC 2D planaire indépendant de polarisation YIG/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	115
4.2.4 Résultats et discussion .....	116
4.2.4.1 Influence de la gyrotropie sur la conversion de mode .....	116
4.2.4.2 Influence de la gyrotropie sur l'indice effectif et la rotation de Faraday .....	118
4.2.4.3 Influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale .....	118
4.3 Analyse théorique d'un isolateur optique basé sur la conversion de mode dans une fibre conventionnelle de YIG .....	119
4.3.1 Influence de la gyrotropie et du diamètre du cœur sur la conversion de mode TE-TM	120
4.3.2 Variation de la rotation de Faraday .....	121
4.4 Conception d'un isolateur optique à base de fibre à cristal magnéto-photonique .....	122

---

4.4.1	Conception de base et l'optimisation de la structure .....	123
4.4.2	Analyse des propriétés magnéto-optiques.....	124
4.4.2.1	Influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday et la biréfringence modale 126	
	Conclusion.....	128
	Références.....	130

## Introduction

Les oxydes de fer, notamment la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), ont fait l'objet d'études approfondies particulièrement en optique intégrée. Leurs propriétés magnétiques obtenues grâce à la combinaison des particules magnétiques solides et de la fluidité du liquide, ainsi que leur faible coût et leur disponibilité dans la nature [1] font d'eux d'excellents candidats en magnéto-détection [2]. Sous l'action d'un champ magnétique externe ( $H_e$ ) et par auto-assemblage, des structures périodiques peuvent être formées dans des liquides magnétiques (fluide magnétique, MF) [3], et l'indice de réfraction peut être modifié en ajustant la force du champ magnétique appliqué [4]–[6]. En effet, cet indice est linéairement proportionnel au  $H_e$ . Un grand nombre d'études théoriques et expérimentales ont été effectuées sur des dispositifs optiques tels que les capteurs de champs magnétique à base de fibres conventionnelles [7]–[9] ou fibres à cristaux photoniques (FCPs) [10,11], ainsi que les cristaux magnéto-photoniques (CMPs) [12,13].

Ce chapitre de thèse est consacré à l'étude numérique des capteurs de champ magnétiques ainsi que les dispositifs magnéto-photoniques à cristaux photoniques (CPhs).

L'amélioration des performances d'un capteur et le développement de ses capacités à détecter les petites variations dans l'analyte, dépendent du bon confinement de la lumière au sein de la zone de détection. Par conséquent, le facteur Q et la sensibilité peuvent être améliorés de manière significative. Dans ce contexte, nous présentons la conception et la modélisation d'un capteur de champ magnétique à cristal photonique basé sur un couplage guide-cavité infiltré par la magnétite. Dans un premier temps, nous analysons en détail l'influence de la géométrie de la cavité sur le facteur de qualité, la transmission et la longueur d'ondes de résonance. Nous évaluons par la suite les performances de détection voire la sensibilité en fonction du nombre des trous fonctionnels en infiltrant des trous avec différentes concentrations en champ magnétiques et en agissant simultanément sur le facteur local du champ. Le décalage de la longueur d'onde de résonance est observé induisant la détection du champ magnétique. Les propriétés optiques de ce capteur sont numériquement déterminées en effectuant des simulations à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) 2D. Le dispositif est potentiellement utilisé pour la détection de champ magnétique dans une solution aqueuse.

Par la suite, nous étudions les guides à cristaux magnéto-photonique. Les effets magnéto-optiques (MO) présentent un intérêt fondamental pour les applications où un comportement non-réciproque est requis. Le composant type est l'isolateur optique basé sur la non-réciprocité de l'effet Faraday. Les films de grenat magnétique, ayant une rotation Faraday importante associée à de faibles pertes optiques, ont fait l'objet d'études approfondies ces dernières années. La clé de la plupart des recherches est la conversion de mode TE-TM non réciproque [14]. La première structure étudiée est un guide d'ondes indépendant de la polarisation basé sur un cristal magnéto-photonique (CMP) planaire de grenat d'yttrium et de fer (Yttrium Iron Garnet, YIG) développée sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Il est bien connu que le YIG a une rotation de Faraday importante et une magnétisation élevée. Les paramètres géométriques de la structure (la période, le rayon des trous d'air, et l'épaisseur de la couche MO) ont été optimisés afin d'obtenir une bande interdite photonique (BIP) complète. Nous examinons par la suite le phénomène de



la non-réciprocité, en étudiant l'influence de la gyrotropie sur les propriétés MO du dispositif proposé, tels que la rotation Faraday, le rendement de conversion de mode de polarisation TE-TM, la longueur de couplage, et la biréfringence modale, afin de les améliorer et réaliser un isolateur performant. Le calcul des diagrammes de bande est effectué par le logiciel BandSOLVE, qui utilise la méthode des ondes plan (PWE), quant au calcul de la rotation Faraday et la conversion de modes, nous utilisons la méthode de propagation des faisceaux (BPM).

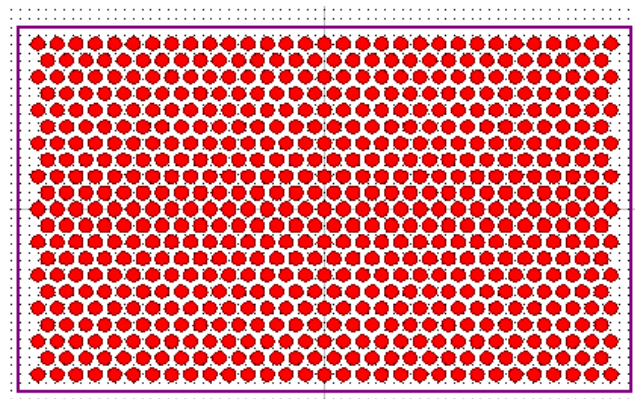
En second lieu, nous étudions les fibres optiques, on considère dans un premier temps la structure de fibre MO conventionnelle de YIG. Ces simulations ont pour objectifs d'obtenir un effet non réciproque et de déterminer les propriétés MO de la structure. On étudie l'influence du diamètre du cœur et la gyrotropie sur le rendement de la conversion de mode, la longueur de couplage et la rotation de Faraday. On exploite pour cela le logiciel BeamPROP.

Finalement, une étude théorique d'une fibre à cristaux magnéto-photoniques (FCMP) basée sur le YIG est rapportée. Les paramètres géométriques sont optimisés pour minimiser les pertes et donc améliorer l'efficacité de la conversion de mode. L'effet non réciproque est obtenu par la conversion du mode TE-TM sous un champ magnétique longitudinal. Deux paramètres doivent donc être contrôlés : la biréfringence modale et la rotation Faraday. Le but de cette étude est d'améliorer la performance non réciproque du FCMP proposée.

## 4.1 Capteur de champ magnétique basé sur un guide- cavité L4 couplés à CPh 2D

### 4.1.1 Description de la structure étudiée

La géométrie la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les cristaux photoniques 2D est le réseau triangulaire, cela est dû à la large bande interdite photonique qu'elle présente et leur simplicité de fabrication. La structure proposée (Figure 4.1) est un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  dans une membrane de GaIn-AsP d'indice de réfraction effectif  $n_{\text{eff}} = 3.32$  [15],  $a$  la période. Cette période a été fixée de façon à obtenir une BIP pour au moins une polarisation à des longueurs d'onde d'intérêt [16].



**Figure 4.1 :** Schéma d'un cristal photonique 2D triangulaire composé de trous d'air dans la matrice GaIn-AsP.

Dans ce travail, la méthode bidimensionnelle des différences finies dans le domaine temporel (2D-FDTD) est utilisée pour estimer la fonctionnalité du dispositif. Cette méthode est l'une des méthodes numériques les plus répandues pour étudier la distribution du champ électromagnétique dans les structures optiques [17]. Elle peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu, tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes [15]. Cependant, le principal inconvénient de la FDTD est qu'elle nécessite de longs temps de calculs et un espace mémoire important, en particulier pour les calculs 3D. C'est pourquoi, elle est utilisée pour des calculs 2D, notamment pour l'évaluation des pertes latérales et verticales, le calcul des diagrammes de rayonnement ou encore pour étudier le couplage entre une structure à cristal photonique 2D et un guide d'onde [18]. Les conditions PML ont été prises en compte dans les calculs afin d'éviter toute réflexion à la limite de la région analysée. Une impulsion optique gaussienne polarisée TE couvrant la plage de longueurs d'ondes d'intérêt, est injectée dans le port d'entrée pour exciter les modes de la cavité.

#### 4.1.2 La bande interdite photonique :

Avant d'examiner les caractéristiques de la structure, il est important de présenter le diagramme de bandes de la structure sans défauts afin de s'assurer l'existence d'une BIP suffisamment large. Pour cela, le logiciel BandSolve de RSoft, basé sur la méthode des ondes planes (PWE), est utilisé pour optimiser l'ouverture des bandes interdites en fonction du rayon  $r$  de la structure.

En effet, les paramètres de réseau donnés précédemment sont choisis pour obtenir une BIP importante pour le mode fondamental TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des télécommunications. Le diagramme de bandes ou diagramme de dispersion est constitué des fréquences propres de la structure, déterminée pour tous les vecteurs d'ondes dont l'extrémité se situe sur le contour défini par les points de haute symétrie  $\Gamma\text{MK}\Gamma$  de la première zone dite zone de Brillouin irréductible.

La Figure 4.2 représente le diagramme de bande obtenu pour les polarisations TE et TM de la structure étudiée. Où deux bandes interdites sont observées pour la polarisation TE (en rouge) par contre aucune bande de type TM (en bleue) n'est observée. La plus large bande TE s'ouvre pour des fréquences normalisées entre  $0.23123 < a/\lambda < 0.35349$  correspondants aux longueurs d'onde  $1244.7 \text{ nm} < \lambda < 1902.8 \text{ nm}$ .

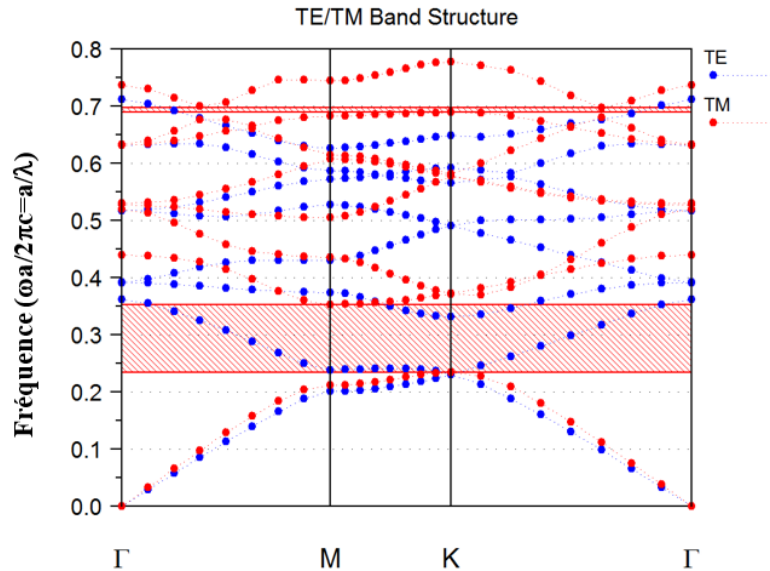


Figure 4.2 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour  $r = 0.36a$  et  $n = 3.32$ .

### 4.1.3 Méthodologie et optimisation de la structure

Comme nous l'avons expliqué dans le premier chapitre, dans un cristal photonique, la création d'un défaut ponctuel est causée par la rupture de la périodicité diélectrique (soit en enlevant ou en déplaçant un ou plusieurs trous, où en modifiant le diamètre de certains trous). Par conséquent, les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés « modes de défaut ». Ces défauts permettent l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la BIP, dont la largeur et la position sont générées par les caractéristiques du défaut. Ces cavités possèdent un facteur de qualité ( $Q$ ) élevé tout en conservant une taille de l'ordre de la longueur d'onde optique. Ce facteur  $Q$  rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente la mesure des pertes, il est défini comme le rapport de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  à la largeur à mi-hauteur du pic  $\Delta\lambda_0$  (FWHM, nm):  $Q = \lambda_0 / \Delta\lambda_0$ . Le facteur  $Q$  est contrôlé par la diffusion optique se produisant hors du plan de la membrane. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Pour un réseau triangulaire de trous d'air, par exemple, les cavités sont réalisées en omettant  $n$  trous dans la direction  $\Gamma$ -K «  $L_n$  ». Par conséquent, les caractéristiques de mode dans la cavité tels que la fréquence de résonance, facteur  $Q$  dépendent fortement de la géométrie de la zone de défaut, tels que le diamètre des trous, la longueur de la cavité et la distance de couplage [19]. Selon Benisty et *al.* [17], plus la cavité est petite, plus le facteur de qualité est faible, ainsi, les cavités H1 présentent le facteur de qualité le plus bas.

D'autre part, les capteurs à base de guide d'ondes à cristaux photoniques couplés avec des cavités résonantes offrent plusieurs avantages en termes de sensibilité et de facteur  $Q$  élevé, ainsi que le choix de matériaux et la capacité de mesure parallèle. Pour cela une nouvelle conception basée sur cette approche de couplage est donc proposée. Cette supposition permet de contrôler la position spectrale et d'optimiser le facteur  $Q$  des modes résonants obtenus par la modification de certains paramètres géométriques.

#### 4.1.3.1 L'influence de la taille de la cavité

La structure proposée comprend deux tronçons de guides d'ondes (W1, 2) suivant la direction  $\Gamma K$  ainsi qu'une cavité formée par l'omission de plusieurs trous. Ces guides sont utilisés pour coupler la lumière dans et hors la cavité à CPh. Dans l'objectif d'optimiser la taille de la cavité et d'améliorer son couplage avec le guide d'onde, nous cherchons à connaître l'influence du changement de la longueur de cette dernière «  $L_n$  » sur le facteur Q, la transmission (T) et la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_0$ ).

La Figure 4.3 montre l'évaluation du facteur Q et la transmission en fonction de la longueur de la cavité L. Où L est modifiée et optimisée en créant un défaut avec l'omission d'une ligne de un à six trous d'air au centre du réseau du cristal. Des calculs 2D-FDTD montrent que le facteur Q est amélioré avec l'augmentation de la largeur de la cavité. Un taux de transmission de l'ordre de 96%, et un facteur de qualité d'environ 2673 pour un mode résonant situé à  $\lambda_0 = 1.3499 \mu\text{m}$  sont obtenus pour une cavité de taille  $L = 4$ . Ce type de cavité est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

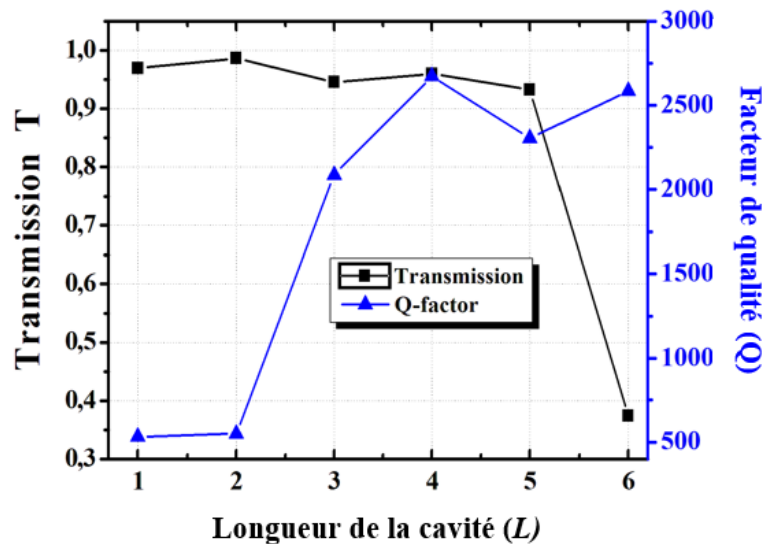
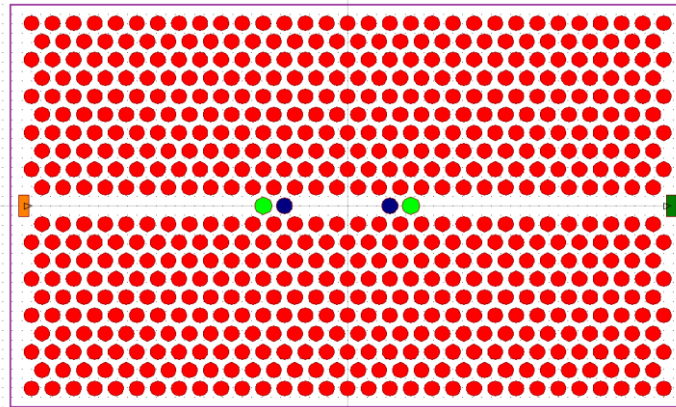


Figure 4.3 : Variation de la transmission et du facteur Q en fonction de la longueur de la cavité L.

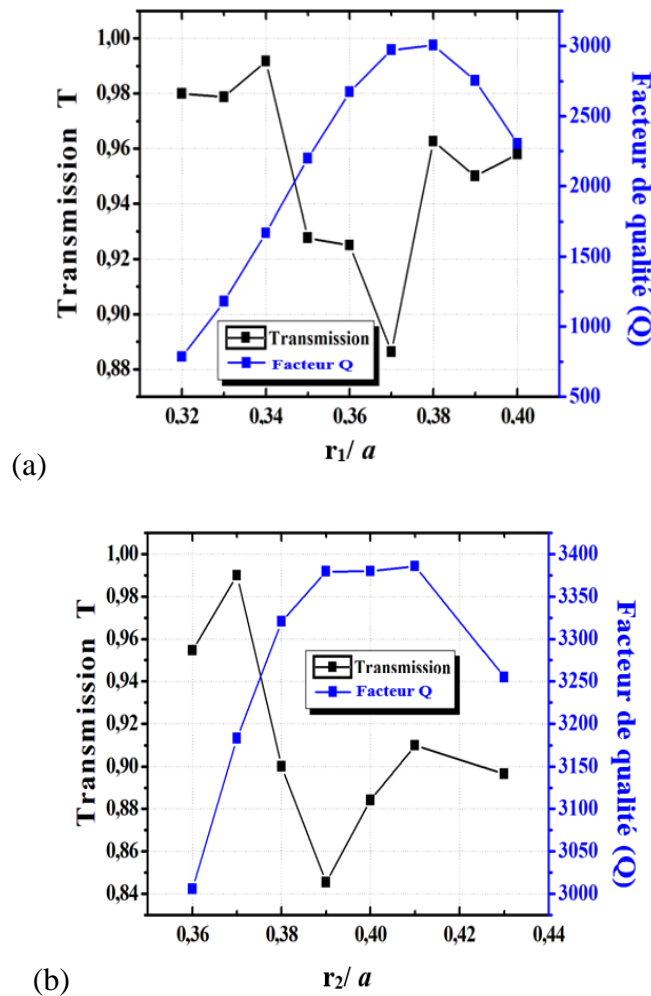
#### 4.1.3.2 Influence de la taille des trous

Par la suite, afin d'augmenter la transmission et le facteur Q, un nouveau design est proposé (Figure 4.4), il se compose d'un système de deux guides d'ondes couplés à une cavité  $L_4$ , où la taille des trous localisés au niveau de chaque côté de la cavité ( $r_1, r_2$ ) est optimisée. La méthode 2D-FDTD est utilisée pour le calcul de la transmission et la position de la longueur d'onde de la résonance  $\lambda_0$ . On commence d'abord par l'optimisation du rayon  $r_1$  des deux trous d'air, indiqués par la couleur bleue, pour cela on le fait varier de  $0.32a$  à  $0.4a$ . La transmission et le facteur Q en fonction de  $r_1$  (Figure 4.5 (a)) montre un facteur Q optimal égal à 3005.8 pour  $r_1 = 0.38a$ . Ensuite on fait varier le rayon  $r_2$  des deux trous d'air indiqués par la couleur verte de  $0.35a$  à  $0.43a$ .



**Figure 4.4 :** Cavité L4 à cristal photonique couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.

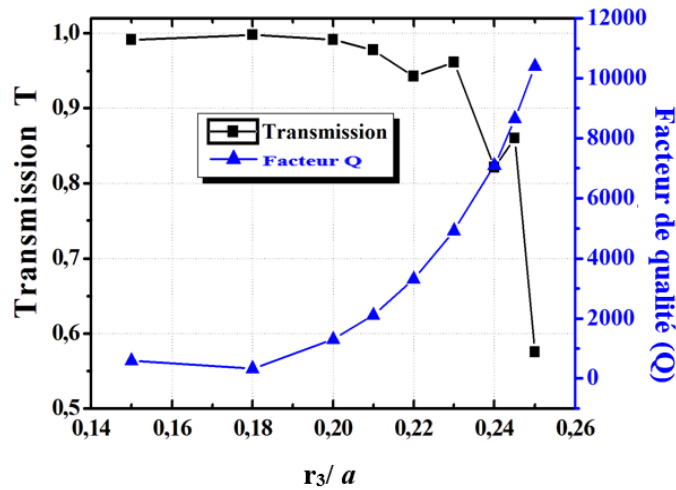
La transmission et le facteur Q sont représentés en fonction de  $r_2$  (Figure 4.5(b)). Pour  $r_2 = 0.41a$ , un facteur optimal de 3385,8 avec  $T = 0.9$  sont obtenus.



**Figure 4.5 :** Variation de la transmission et du facteur Q en fonction de la variation des rayons (a) :  $r_1$  varie de  $0.32a$  à  $0.4a$ ,  $r_2 = 0.36a$  et (b) :  $r_1 = 0.38a$  et  $r_2$  varie de  $0.35a$  à  $0.43a$ .

En outre, pour étudier l'influence de la longueur du guide à CPh sur la transmission et le facteur Q du mode, le nombre de trous d'air autour de la cavité doit être ajusté pour améliorer la

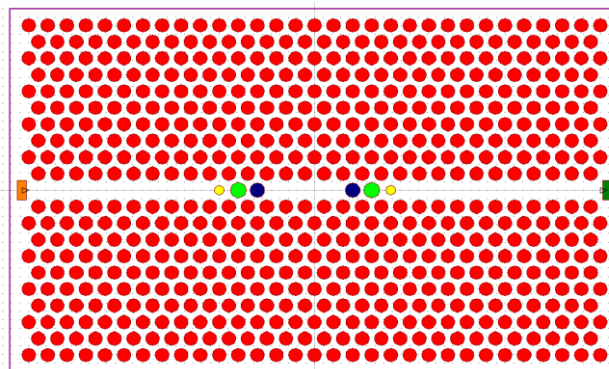
réflectivité des miroirs de la cavité. On sait que le facteur Q est proportionnel à  $1/(1-R)$  où R est la réflexion du miroir. Donc, pour obtenir un bon facteur de qualité, il faut augmenter le nombre de trous du miroir. Dans ces conditions, la réflexion n'est plus limitée que par les pertes. Par conséquent, de nouveaux trous d'air  $r_3$  sont ajoutés. Les résultats de la transmission et le facteur Q sont représentés graphiquement à la Figure 4.6. Lorsque la transmission diminue, le facteur Q augmente proportionnellement à  $r_3$ . Puisque la transmission est un critère important pour le processus de détection, une valeur qui fournit un facteur Q élevé et une transmission utile doivent être choisis ; pour cela, on choisit le rayon  $r_3 = 0.245a$ , avec  $Q = 8655.8$  et  $T = 0.88$ . Ce facteur Q est multiplié par trois par rapport à la structure initiale.



**Figure 4.6 :** Variation de la transmission et du facteur Q en fonction de la variation du rayon  $r_3$  pour  $r_1 = 0.38a$ ,  $r_2 = 0.41a$ .

#### 4.1.4 La structure optimisée

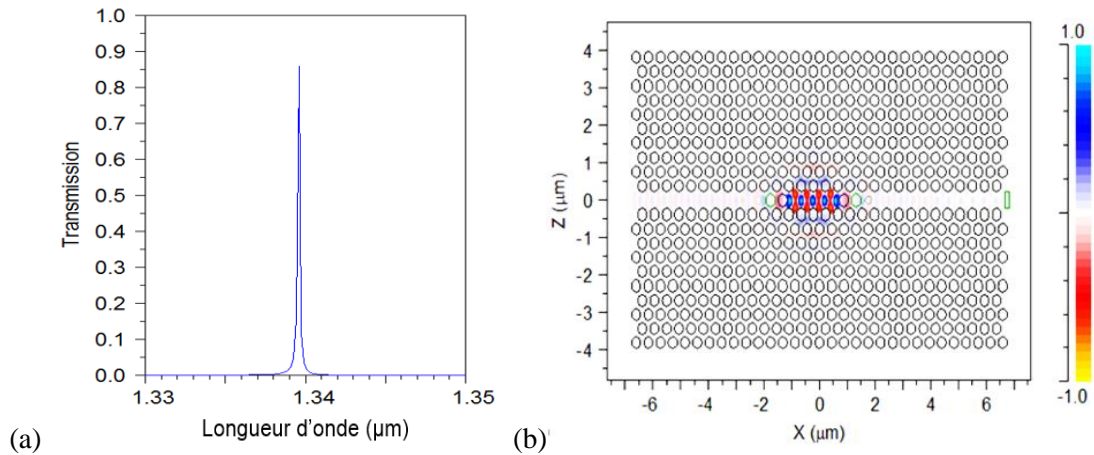
Une conception optimisée d'un couplage série entre un guide d'onde et une cavité L4 à CPh, est décrite dans la Figure 4.7. On note que le nombre de trous autour de la cavité est de  $N = 3$  trous,  $r_1 = 0.38a$ ,  $r_2 = 0.41a$ ,  $r_3 = 0.245a$  (indiqués en jaune).



**Figure 4.7 :** Schéma d'un guide-cavité L4 couplés à un cristal photonique 2D triangulaire composé de trous d'air dans la matrice GaIn-AsP avec  $r_1 = 0.38a$ ,  $r_2 = 0.41a$ , et  $r_3 = 0.245a$ .

La figure 4.8 (a) représente la réponse spectrale de la cavité optimisée. Les caractéristiques de la transmission sont simulées en utilisant la méthode 2D-FDTD et les conditions absorbantes

PML sont appliquées afin d'assurer une rétro réflexion dans la limite de la région analysée. Un capteur est placé à la fin du guide d'ondes de sortie pour mesurer le signal transmis. Un pic étroit apparaît à l'intérieur de la BIP en polarisation TE du CPh, qui représente la position d'un mode résonant pour une longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.339 \mu\text{m}$  avec un couplage de l'ordre de 88%. La figure 4.8 (b) montre la distribution du champ électrique à travers la cavité dans le plan x-z, on voit clairement que le champ optique est bien confiné dans la zone de la cavité. Il en résulte que la cavité présente une grande sensibilité aux variations de l'indice de réfraction dues à la durée de vie des photons et au grand degré d'interaction lumière/matière.



**Figure 4.8 :** (a) Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD-2D d'un guide-cavité L4 couplés à cristal photonique 2D, (b) La distribution du champ électrique dans la cavité dans le plan x-z (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1) pour  $\lambda = 1.339658 \mu\text{m}$ .

#### 4.1.5 Détection de la concentration de champ magnétique

Les nanoparticules magnétiques sont des particules constituées d'un matériau magnétique avec une taille nanométrique (d'environ 10 nm) [20]. Lorsque les particules sont stabilisées dans un liquide porteur comme l'eau, la solution ainsi formée est appelée ferrofluide ou fluide magnétique [21]. Ils forment des suspensions colloïdales, stables et homogènes et peuvent être considérés comme des aimants permanents. Lors de l'application d'un champ magnétique, celles-ci ont tendance à s'aligner le long des lignes de champ, ce qui confère aux fluides magnétiques des propriétés physiques intéressantes [22]. En l'absence du champ magnétique, le fluide magnétique est optiquement homogène et isotrope. Cependant, lorsqu'un champ magnétique est appliqué (He), les nanoparticules magnétiques forment des chaînes et des colonnes qui s'alignent dans la direction de He, le fluide magnétique devient biréfringent et chaque particule est optiquement anisotrope [23,24]. Deux cas peuvent se présenter : une anisotropie linéaire (He est perpendiculaire au faisceau lumineux), où une anisotropie circulaire (He est parallèle au faisceau lumineux), dans ce cas le ferrofluide se comporte comme un rotateur Faraday. L'importance de ces effets dépend de plusieurs paramètres : Type de ferrofluides, taille nanométrique des particules, champ magnétique appliqué, longueur d'onde de la lumière, fraction de volume des particules, etc... [25].

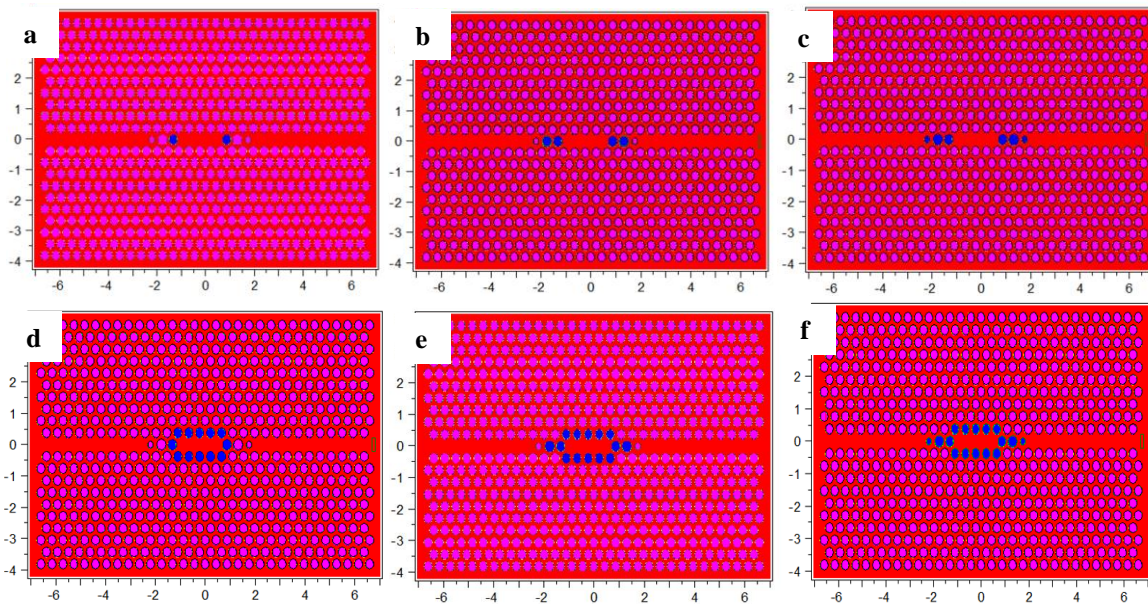
Parmi les matériaux les plus utilisés pour obtenir des nanoparticules magnétiques on distingue les oxydes de fer [26], particulièrement la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), qui possède à la fois les caractéristiques de la fluidité du liquide et la propriété magnétique des matériaux magnétiques solides ainsi que leur faible coût et leur disponibilité dans la nature [1]. la magnétite fait l'objet d'études approfondies depuis de nombreuses années particulièrement en optique intégrée [3], [7]–[13], [27,28].

Dans cette section, l'étude de la structure définie précédemment pour des applications de détection du champ magnétique est démontrée, où l'analyse préliminaire est entamée en supposant une infiltration locale de fluide magnétique  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  dans la zone de détection, correspond au changement de l'indice de réfraction comme le montre le tableau 4.1. Pour examiner le fonctionnement du capteur basé sur le couplage guide-cavité, une série de simulation 2D-FDTD est réalisée.

#### 4.1.5.1 Influence du nombre de trous fonctionnels

Il est nécessaire de noter que pour les applications de détection, la magnitude du décalage de la longueur d'onde résonante dépend du nombre de trous fonctionnels ainsi que le changement de l'indice de réfraction de l'analyte.

Dans la partie suivante, la dépendance de la sensibilité au nombre de trous fonctionnels ( $N$ ) est examinée, pour cela nous varierions le nombre de trous fonctionnels remplis avec le fluide magnétique ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ). Les différentes structures proposées sont présentées dans la figure 4.9 (trous circulaires bleus modifiés).



**Figure 4.9 :** Représentation schématique de la structure du capteur indiquant le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité résonante (a) : 2 trous fonctionnels, (b) : 4 trous fonctionnels, (c) : 6 trous fonctionnels, (d) : 12 trous fonctionnels, (e) : 14 trous fonctionnels, (f) : 16 trous fonctionnels.

Les cavités sont d'excellents candidats en tant que capteurs. Un facteur  $Q$  élevé augmente la sensibilité pour la détection de l'analyte. Par conséquent, l'introduction de ce dernier dans une cavité provoque un changement d'indice de réfraction ( $\Delta n$ ) des éléments environnants, provoquant un décalage de la longueur d'onde  $\Delta \lambda$ . Les propriétés de détection sont estimées par

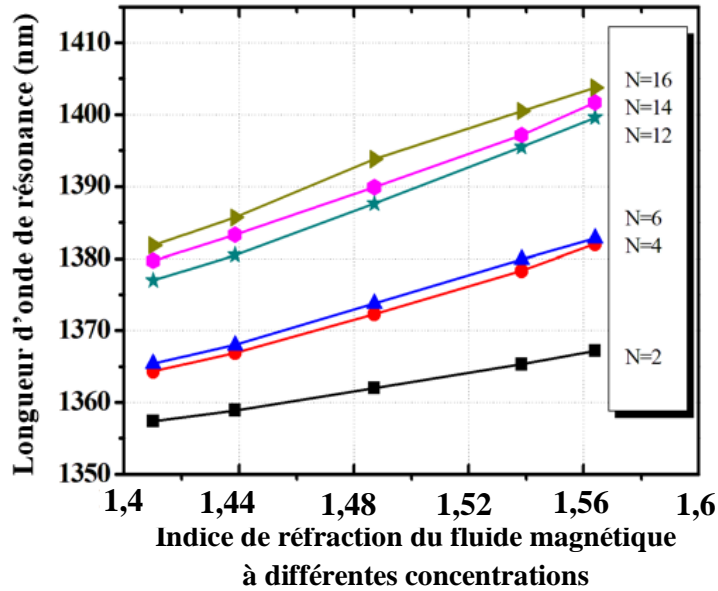


le calcul de la sensibilité  $S_\lambda$ , cette dernière est donnée par  $S_\lambda = \Delta\lambda / \Delta n$  [nm / RIU] (unité d'indice de réfraction). Le décalage de la longueur d'onde ( $\Delta\lambda$ ) est donc directement proportionnel à  $\Delta n$  [19][29]. Ainsi, l'obtention d'une haute sensibilité  $S_\lambda$ , dépend largement de l'augmentation à la fois de la surface de détection et du facteur Q, cela augmente largement la capacité du dispositif à détecter non seulement de petites concentrations d'analyte, mais également les petites variations de cette dernière.

Afin d'étudier la variation de la sensibilité en fonction des différents cas de concentrations de fluide magnétique, une plage d'indice de réfraction correspondant aux concentrations allant de 0.25% à 1.75% (tableau 4.1) a été sélectionnée à une température ambiante de  $T_{amb} = 24.3$  °C [30]. Les nanoparticules magnétiques sont du  $Fe_3O_4$  (la magnétite) et le liquide porteur est du kérosène. Des structures périodiques peuvent être formées dans des fluides magnétiques par auto-assemblage sous l'action d'un champ magnétique externe appliqué He [3]. Ainsi, l'indice de réfraction de la magnétite peut être modifié en ajustant l'intensité de He [4]–[6]. Mais sa dépendance au champ magnétique est liée à de nombreux paramètres, tels que la concentration du fluide magnétique, le type de nanoparticule magnétique et le liquide porteur, ainsi que la direction du champ magnétique externe He [30]. En effet, cet indice est linéairement proportionnel au champ appliqué, permettant la réalisation des capteurs à champ magnétique [2].

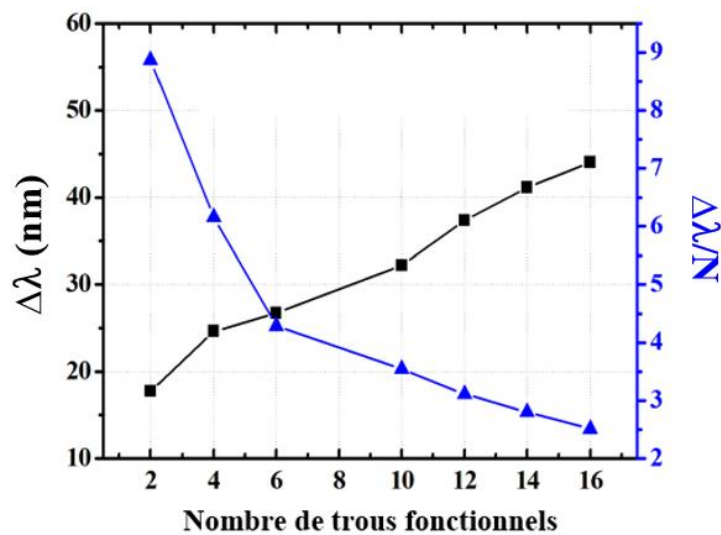
**Tableau 4.1 :** Indice de réfraction de fluide magnétique à différentes concentrations de fraction volumique des nanoparticules magnétiques [4]. Les nanoparticules magnétiques sont de la magnétite ( $Fe_3O_4$ ) et le liquide porteur est le kérosène [30].

Concentration (%)	0.25	0.5	1	1.5	1.75
Indice de réfraction	1.4102	1.4358	1.4871	1.5384	1.564



**Figure 4.10:** Décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du capteur en fonction de l'indice de réfraction du  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  pour différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnels ( $N = 2, 4, 6, 12, 14$  et  $16$ ).

La figure 4.10 montre le spectre de transmission mesuré pour différent nombre de trous infiltrés par les 5 concentrations du fluide magnétique. Lorsque celle-ci augmente de 0.25% à 1.75% (l'indice de réfraction change de 1,41 à 1,56), la longueur d'onde résonante augmentant également de manière linéaire, d'où la diminution considérable de la fréquence de résonance. Ainsi, le décalage de la longueur d'onde de résonance augmente avec l'augmentation du nombre de trous fonctionnels infiltrés. Cela est dû à la diminution de la valeur de l'indice effectif entre les trous et la membrane semiconductrice, par conséquent, la sensibilité augmente au fur et à mesure que l'indice de réfraction augmente.



**Figure 4.11 :** Décalage de la longueur d'onde de résonance et la sensibilité de masse en fonction du nombre de trous fonctionnels N.

La Figure 4.11 illustre la relation entre le décalage de la longueur d'onde de résonance  $\Delta\lambda$ , la sensibilité de masse  $\Delta\lambda/N$  et le nombre de trous fonctionnels  $N$  ( $N = 2, 4, 6, 10, 12, 14$  et  $16$ ). La sensibilité de masse du dispositif augmente avec la diminution du nombre des trous fonctionnels, ainsi la longueur d'onde de résonance est proportionnelle à ces derniers. Comme on le voit sur la figure, l'élément de détection peut atteindre une sensibilité de masse élevée (pour  $N = 2, 4$  et  $6$ ), cependant, la sensibilité  $S_\lambda$  est faible, par contre, il peut atteindre une grande sensibilité pour l'indice de réfraction, ( $N = 12, 14, 16$ ), mais la sensibilité de masse est faible. Donc, le choix du nombre de trous fonctionnels est critique, en raison du compromis entre la sensibilité de masse ( $\Delta\lambda/N$ ) et la sensibilité  $S_\lambda$ . Pour la conception de notre capteur le nombre de trou fonctionnels  $N = 12$  est sélectionné, avec  $S_\lambda = 146.97$  nm / RIU. Le tableau 4.2 présente les comparaisons entre le capteur proposé et plusieurs structures à CPh précédemment rapportés [31]–[35], où les valeurs de la sensibilité et du facteur  $Q$  de ces conceptions sont également résumés. Comme le montre le tableau, la structure proposée présente un facteur  $Q$  et une sensibilité nettement plus élevés par rapport à la littérature induisant un excellent confinement du champ.

**Tableau 4.2** : Comparaison du capteur proposé avec d'autres conceptions similaires (littérature).

Références	Type du dispositif	Facteur Q	Sensibilité (nm/RIU)
[31]	Nanocavité H2 couplée avec un guide d'onde à CPhs	2966	131.70
[32]	Microcavité à CPhs	6203	135.65
[33]	Nanocavité L3 couplée avec un guide d'onde à CPhs	2700	-
[34]	Résonateur couplée avec guide d'onde à CPhs	7602	-
[35]	Nano-résonateur à CPhs	$\approx 3000$	83.75
Notre travail	Nanocavité L4 couplée avec un guide d'onde à CPhs	8655.8	146.97

## 4.1.6 Détection du champ magnétique externe appliqué He

### 4.1.6.1 Principe et propriété de la détection

Dans cette section, nous démontrons que la structure proposée et étudiée ci-dessus peut être exploitée en tant que capteur performant de champ magnétique.

La détection de champ magnétique fonctionne de la même manière que la détection d'indice reportée précédemment. Selon Su *et al.*[34], la sensibilité au champ magnétique est définie par  $S = d\lambda / d\alpha_{//}(\text{nm})$ , où  $\alpha$  est le facteur local du champ magnétique appliqué He [36]. Le paramètre  $\alpha$  mesure le degré d'anisotropie induite par He, c.-à-d. l'anisotropie due à la formation de chaînes de nanoparticules lors de l'application du champ He. Notons que, pour les ondes électromagnétiques incidentes de polarisations différentes, le champ électrique parallèle ou transversal  $E$  correspond aux facteurs He locaux,  $\alpha_{//}$  et  $\alpha_{\perp}$ , respectivement. Le degré d'anisotropie induite par He est mesuré par la quantité de  $\alpha_{//}$  dans l'intervalle  $0 < \alpha_{//} < 1$ , ce facteur est inversement proportionnelle à l'intensité du champ magnétique appliqué He. Lorsque He augmente,  $\alpha_{//}$  tend vers 0 ce qui indique la formation de chaînes de nanoparticules plus longues, par conséquent,  $\alpha_{//} = 0$  signifie un champ magnétique infini et  $\alpha_{//} = 1$  correspond à un champ magnétique nul. Donc,  $\alpha_{//}$  est en fait une fonction de He. L'absence du champ magnétique appliqué (He = 0) correspond à un système isotrope dans lequel toutes les nanoparticules sont distribuées au hasard dans la suspension ( $\alpha_{//} = \alpha_{\perp} = 1$ ) [30],[36].

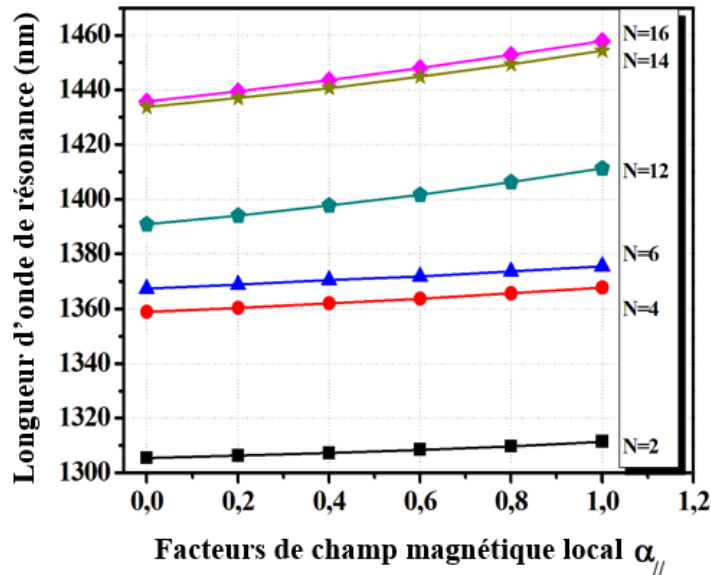
#### 4.1.6.2 Résultats de détection et discussion

En utilisant les données de la réf. [30] rapportées dans le tableau 4.3, l'influence du facteur  $\alpha_{//}$  sur les propriétés du capteur est étudiée.

**Tableau 4.3:** Indice de réfraction du fluide magnétique pour différents facteurs de champ magnétique local  $\alpha_{//}$  [4][30].

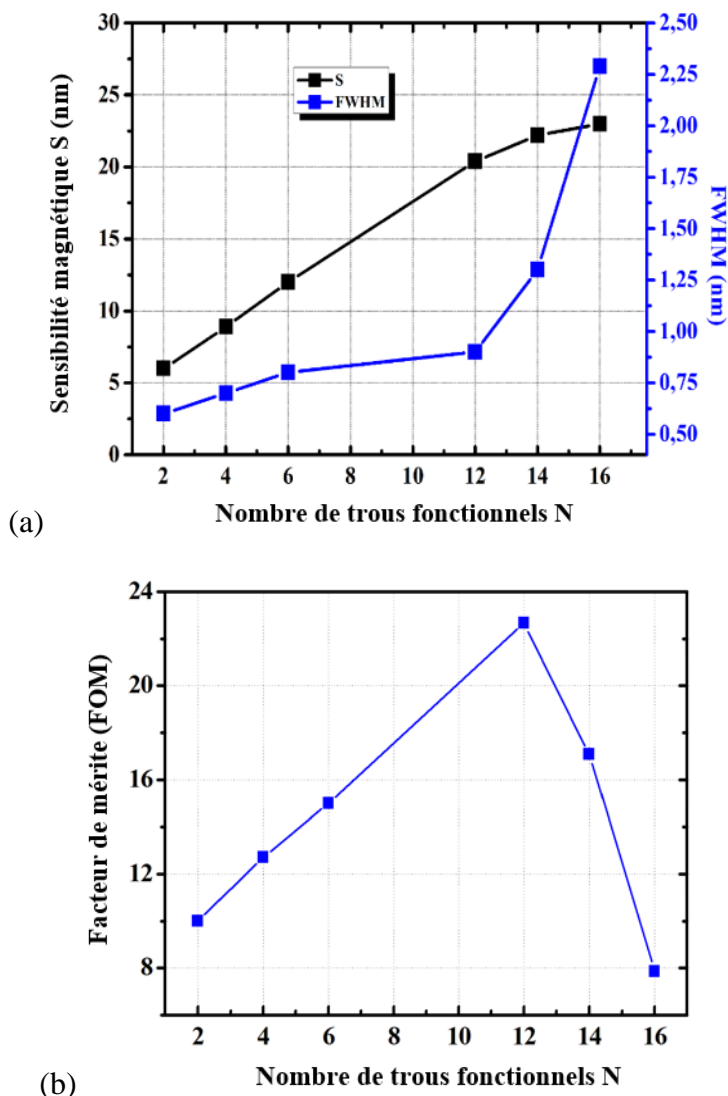
Facteurs de champ magnétique local $\alpha_{//}$	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1
Indices de réfraction $\sqrt{\varepsilon_{MF}}$	1.8787	1.8968	1.9165	1.9381	1.9618	1.9879

La figure 4.12 montre la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction du facteur  $\alpha_{//}$  pour différentes structures infiltrées, comme montre la figure, la longueur d'onde de résonance de la cavité augmente de manière linéaire avec l'augmentation de  $\alpha_{//}$ , en raison de la réduction du contraste d'indice.



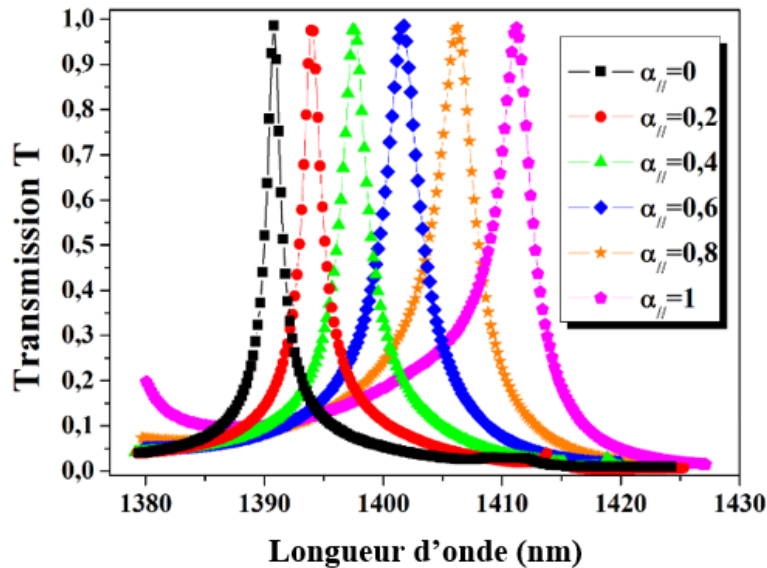
**Figure 4.12 :** Longueur d'onde de résonance en fonction du facteur local de champ magnétique  $\alpha_{//}$  pour différents nombre de trous fonctionnels N.

Pour évaluer les performances de détection d'une structure donnée, le facteur de mérite (FOM) est défini comme étant le rapport  $S / \text{FWHM}$  où  $S$  est la sensibilité magnétique et  $\text{FWHM}$  et la largeur à mi-hauteur du pic [37]–[39]. Ce facteur est inversement proportionnel au  $\text{FWHM}$ , ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel ainsi qu'une sensibilité élevée, correspond à un capteur performant. Pour cela, les tendances de la sensibilité et le  $\text{FWHM}$  en fonction de la variation du nombre de trous fonctionnels (N) correspondant aux différents cas d'infiltration locale sont représentées sur la figure 4.13 (a). Comme montre cette figure, la sensibilité  $S$  et le  $\text{FWHM}$  augmentent avec l'augmentation du nombre de trous fonctionnels, une sensibilité magnétique égale à 6 pour  $N = 2$  augmente jusqu'à 23 pour  $N = 16$ , de plus, le  $\text{FWHM}$  varie de 0.6 nm à 2.29 nm pour les mêmes valeurs de N. D'autre part, le facteur de mérite en fonction du nombre des trous fonctionnels (N) est illustré sur la figure 4.13 (b). Selon les résultats obtenus, un facteur FOM optimal de 22.66 est atteint pour  $N = 12$  avec une sensibilité de 20.4 nm. Ces valeurs sont significativement améliorées et peuvent être favorablement comparables avec des études similaires. A titre d'exemple, Su et *al.* [34] ont proposé un capteur de champ magnétique à cristal photonique à base d'un couplage guide-cavité. Le facteur de mérite (FOM) de la structure est défini pour évaluer la performance de détection de manière globale. La meilleure structure correspondante au schéma d'infiltration optimal avec  $N = 8$  trous d'air infiltrés de fluide magnétique est obtenue avec un FOM de 5.5 et une sensibilité magnétique de 4.153 nm.



**Figure 4.13 :** Les variations de (a) la sensibilité S et FWHM, (b) facteur de mérite en fonction du nombre de trous fonctionnels (N).

Les spectres de transmission correspondant aux facteurs de champ magnétique  $\alpha_{//}$  pour  $N = 12$  sont représentés sur la figure 4.14. Comme on peut le voir sur cette figure, une transmission de 0,98. Ainsi, le décalage de la longueur d'onde de résonance augmente avec l'augmentation de  $\alpha_{//}$ , cela est dû à l'augmentation de l'indice de réfraction de 1,8787 à 1,99879, ce qui implique une diminution de la valeur de l'indice effectif entre les trous et la membrane semiconductrice.



**Figure 4.14 :** Spectres de transmission du capteur montrant le décalage de la longueur d'onde en fonction du facteur de champ magnétique local  $\alpha_{//}$  pour  $N = 12$ .

La synthèse de ces résultats fait de ce dispositif une plateforme prometteuse pour la conception et le développement des capteurs de champ magnétiques. Cependant, les performances de détection restent à améliorer, notamment du point de vue de la valeur de la sensibilité, ainsi l'approche proposée peut également permettre l'intégration de plusieurs cavités pour réaliser des mesures simultanées.

## 4.2 Etude des propriétés magnéto-optiques des isolateurs optiques

Les cristaux photoniques où les matériaux constitutifs sont magnétiques sont connus sous le nom de cristaux magnéto-photoniques (CMPs, magnetophonic crystals) [40]. Malgré les difficultés d'intégration des matériaux magnétiques sur les plateformes photoniques standards, les CMPs présentent des propriétés optiques et MO très intéressantes ce qui les rend particulièrement attractives pour les applications optiques tels que les isolateurs optiques basés sur la rotation de Faraday [41]. L'objectif de l'étude des isolateurs est d'implanter des dispositifs non-réciproques sur des plateformes photoniques afin d'atteindre l'analogie optique de la diode en électronique [42].

Afin de moduler la lumière en utilisant l'effet Faraday aux longueurs d'onde de télécommunication, les grenats de fer sont utilisés à cause de leurs valeurs de mérite élevées par rapport aux autres matériaux [42]–[45]. Le grenat de fer et d'Yttrium ( $Y_3Fe_5O_{12}$ , YIG) est l'un des matériaux ferrimagnétiques les plus étudiés pour la réalisation des applications MO [26][46]–[50], en raison de ses excellentes propriétés électromagnétiques, notamment sa faible perte diélectrique, bonne résistance à la température et aux produits chimiques, sa résistivité électrique élevée, sa stabilité au rayonnement élevée ainsi que sa bonne transmittance dans l'infrarouge et sa large rotation de Faraday [51].

Le tenseur de permittivité diélectrique pour un matériau isotrope soumis à un champ magnétique orienté selon Oz s'écrit [52]:

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Les éléments diagonaux  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$  correspondent à la permittivité du milieu isotrope et les éléments hors diagonaux  $\varepsilon_{mo} = -\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = g$  ( $g$  la gyrotropie), représentent les effets MO. Ces éléments sont proportionnels à l'aimantation ou au champ magnétique appliqué.

La rotation de Faraday spécifique est donné par [52]:

$$\theta_F(^{\circ}/cm) = \frac{\pi \operatorname{Re}(g)}{\lambda \sqrt{\varepsilon_{xx}}} \quad (2)$$

Le rendement de conversion maximal est défini par [53]:

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \quad (3)$$

$\Delta\beta$  est la différence entre les constantes de propagation des modes TE et TM:  $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$  [54]. Si  $\Delta\beta$  n'est pas nulle, la distance de propagation (longueur de couplage) :

$$L_C = \frac{\pi}{\sqrt{4\theta_F^2 + (\Delta\beta)^2}} \quad (4)$$

Par suite de l'existence de termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité (gyrotropie) on ne peut parler de modes TE et TM séparés : il apparaît le phénomène de couplage de modes.

#### 4.2.1 Guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation YIG/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Dans la pratique, la bande interdite tridimensionnelle photonique est nécessaire pour contrôler la lumière dans les trois directions. Cependant, une telle structure est très difficile à fabriquer en utilisant des techniques de fabrication conventionnelles. C'est pourquoi des recherches se font sur les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. Ces derniers sont facilement intégrés aux techniques de fabrication habituelles, ils se composent généralement d'une couche diélectrique de haut indice, entourée de deux autres couches diélectriques de bas indice, où les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde planaires [55]. Leurs bandes interdites dépendent du contraste d'indice et des paramètres géométriques du réseau, elles offrent un meilleur contrôle de la lumière dans le plan du cristal photonique et dans la direction verticale. De ce fait, les CPhs planaires présentent une véritable intégration photonique, autorisant leur association avec des composants photoniques traditionnels. Ces avantages font



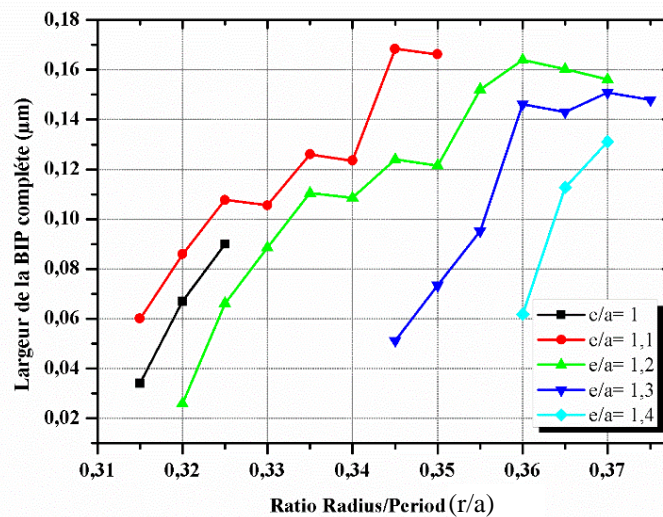
de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de nouvelle génération de composants et de fonctions passives et actives en matière d'optique intégrée [56][57].

## 4.2.2 Optimisation de la BIP complète dans un MPC 2D planaire YIG/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

La structure étudiée est un CMPH 2D planaire (YIG/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) formée par un réseau triangulaire de trous d'air de période  $a = 0.61 \mu\text{m}$ , plongés dans un matériau MO de hauteur finie à base de grenat de fer et d'yttrium (YIG) d'indice de réfraction  $n_{\text{YIG}} = 2.28$ , déposé sur un substrat d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'indice  $n = 1.6$  [49]. Ces matériaux ont été utilisés pour réaliser plusieurs dispositifs photoniques [47],[49], [58,59]. Pour simuler la propagation dans le guide d'ondes à CMP et étudier la conversion de mode, nous avons utilisé la méthode de propagation du faisceau.

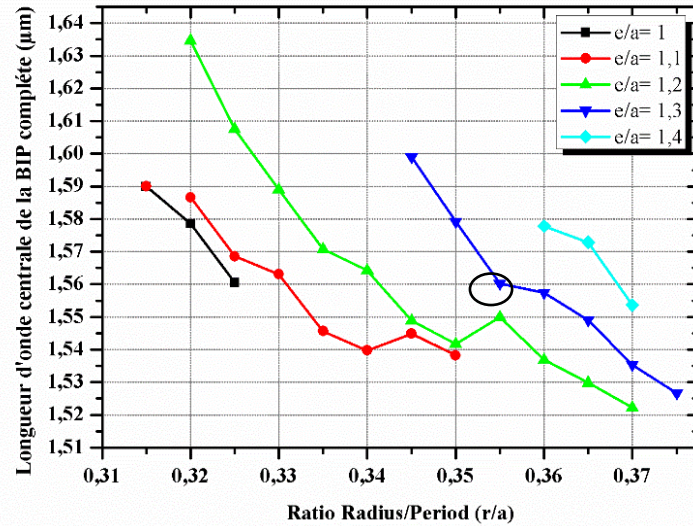
### 4.2.2.1 Influence du rayon des trous d'air et de l'épaisseur sur la largeur et la position de la BIP complète

Afin d'étudier l'influence du rayon des trous d'air ( $r$ ) et de l'épaisseur ( $e$ ) sur la variation de la largeur et la position de la BIP complète, on fait varier les valeurs du rayon des trous et de l'épaisseur entre  $0.32a$  à  $0.38a$  et de  $1a$  à  $1.4a$ , respectivement. Comme le montre la figure 4.15, la largeur de la BIP augmente avec l'augmentation du rayon  $r$ , où la plus large BIP ( $0.1683\mu\text{m}$ ) est obtenue pour  $r = 0.345a$  et  $e = 1.1a$ . Cependant, les grenats de fer possèdent un facteur de mérite élevé aux longueurs d'onde de télécommunication ( $1550 \text{ nm}$ ). De ce fait, la position de la BIP doit impérativement se situer à une longueur d'onde centrale  $\lambda_c = 1550 \text{ nm}$ . Pour cela, nous avons choisi les paramètres suivants :  $e = 1.2a$  et  $r = 0.355a$  avec  $\lambda_c = 1551 \text{ nm}$ . La largeur totale de la BIP est alors égale à  $0.1521 \mu\text{m}$ .



**Figure 4.15 :** Variation de la largeur de la BIP en fonction du rayon des trous d'air ( $r$ ) et de l'épaisseur ( $e$ ).

Ainsi, la variation de la longueur d'onde centrale de la BIP complète est représentée sur la Figure 4.16, où la mise en évidence de  $\lambda_c = 1551 \text{ nm}$

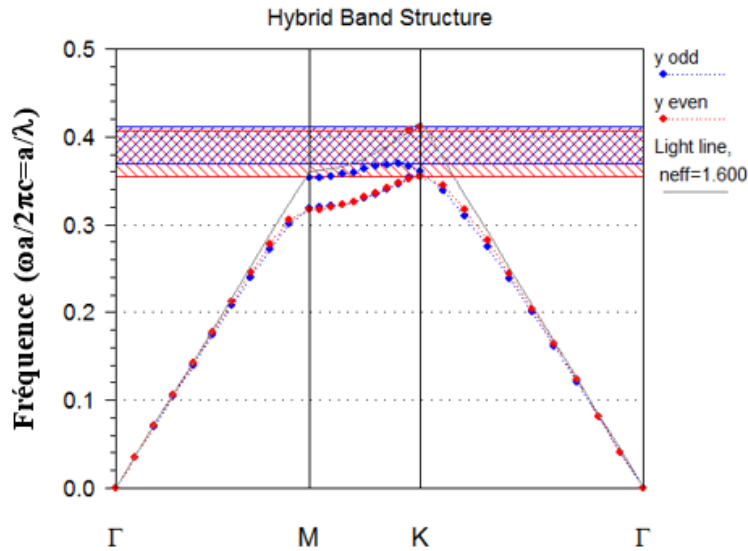


**Figure 4.16 :** Variation de la longueur d'onde centrale de la BIP en fonction du rayon des trous d'air  $r$  et de l'épaisseur ( $e$ ).

#### 4.2.2.2 Bande interdite photonique complète

Comme on a déjà mentionnée précédemment (chapitre 1), la ligne de lumière marque la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface couche guidante / couche de confinement et celles qui seront réfractées. Ainsi, trois types de modes peuvent être distingués : les modes situés sous la ligne de lumière qui restent confinés dans le plan (pratiquement sans pertes). Les modes qui se trouvent dans la ligne de lumière (ou quasi guidés), ces modes ont la possibilité de se coupler aux modes rayonnés, et ils perdent de l'énergie dans la troisième direction pendant leur propagation et les modes situés au-dessus de la ligne de lumière, et qui constituent le continuum des modes complètement délocalisés se propageant à l'extérieur et à travers la structure [60]. D'autre part, les polarisations ne sont plus totalement découplées. On ne peut donc pas parler strictement de polarisations TE ou TM. On peut cependant classer les modes selon leur symétrie par rapport au plan médian de la couche guidante. Si le guide planaire est symétrique verticalement, les modes seront soit pairs (symétriques), soit impairs (antisymétriques). Ces deux groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent pas se coupler entre eux. Pour désigner les modes pairs (impairs), on parlera donc de modes quasi-TE (quasi-TM) [61].

La Figure 4.17 montre l'ouverture d'une BIP pour des modes quasi-TE (pairs) (en rouge) et quasi-TM (impairs) (en bleu). Le chevauchement des deux bandes donne une BIP complète qui s'ouvre pour des fréquences normalisées entre  $0,36857 < a/\lambda < 0,40654$  ce qui correspond aux longueurs d'onde  $1475,8 \text{ nm} < \lambda < 1627,9 \text{ nm}$ .



**Figure 4.17 :** Diagramme de dispersion de la structure à CMPHs 2D planaire formée par un réseau triangulaire des trous d'air dans YIG, déposée sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , calculé par le logiciel BandSOLVE, pour  $r = 0.355a$  et  $e = 1.2a$ .

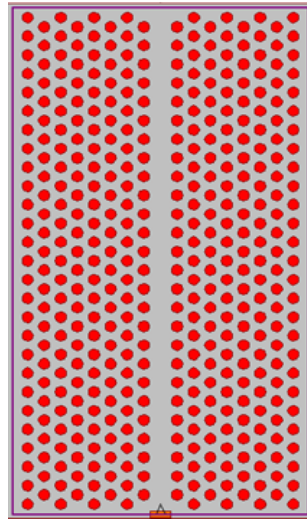
### 4.2.3 Guide d'onde à MPC 2D planaire indépendant de polarisation YIG/ $\text{Al}_2\text{O}_3$

Les cristaux photoniques ont été mis en œuvre dans de nombreux dispositifs optiques intégrés en raison de leur propriété unique de confinement de la lumière. Ces propriétés sont particulièrement liées à l'existence des BIPs qui sont utilisées pour créer des modes localisés qui confinent l'énergie optique, en introduisant un défaut dans ces structures. Les défauts peuvent avoir une infinité de géométries possibles qui passent par la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal jusqu'au retrait de rangées entières de motifs qu'on appelle défauts linéiques. L'introduction de ce type de défauts dans un CPh, rend possible de l'obtention des guides optiques au sein de ce cristal. Ces structures ont été largement étudiées, notamment les guides à CPh formés par des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires [42]. Dans les guides à cristaux photoniques, le processus de guidage de la lumière est assuré par réflexion totale interne. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances.

D'autre part, la combinaison des guides à CPhs et les matériaux MO, donne naissance à des nouveaux composants : les guides d'ondes à cristaux magnéto-photoniques (magneto-phonic crystal waveguides, MPCWs), qui permettent de réaliser des composants à effet non-réciproque en configuration guidée [49], [62]–[67]. Par conséquent, le signal optique est modulé via des champs magnétiques externes grâce aux effets MO : tels que la rotation Faraday avec minimisation des pertes optiques. Ces propriétés intéressantes sont largement exploitées pour les isolateurs MO basés sur la non-réciprocité de l'effet Faraday [42], [68,69]. En présence d'un champ magnétique externe, l'effet Faraday à l'intérieur du matériau magnétique modifie l'état de polarisation le long de la longueur du guide d'onde, après une certaine distance, l'onde de lumière polarisée de type TE devient une onde de lumière polarisée de type TM. Pour des structures à cristaux photoniques 2D, ce fonctionnement est assuré en utilisant un guide d'ondes

indépendant de la polarisation (PIW, *polarization-independent waveguide*), ce dernier exige une BIP complète dans laquelle les modes pair et impair se chevauchent et présente quatre caractéristiques importantes: la différence de dispersion entre deux modes guidés, la largeur de bande interdite complète, l'efficacité de la transmission et la complexité de la structure [70]–[72]. En conséquence, l'onde lumineuse est confinée à l'intérieur du guide d'onde et les pertes sont minimisées [73].

Le guide d'ondes (défaut linéaire, W1) est obtenu en enlevant une seule rangée de trous d'air dans la direction  $\Gamma$ -K de la structure CMPH 2D planaire (Figure 4.18). La lumière propagée est confinée dans le guide d'ondes simultanément par la BIP latéralement et par la réflexion totale interne verticalement.

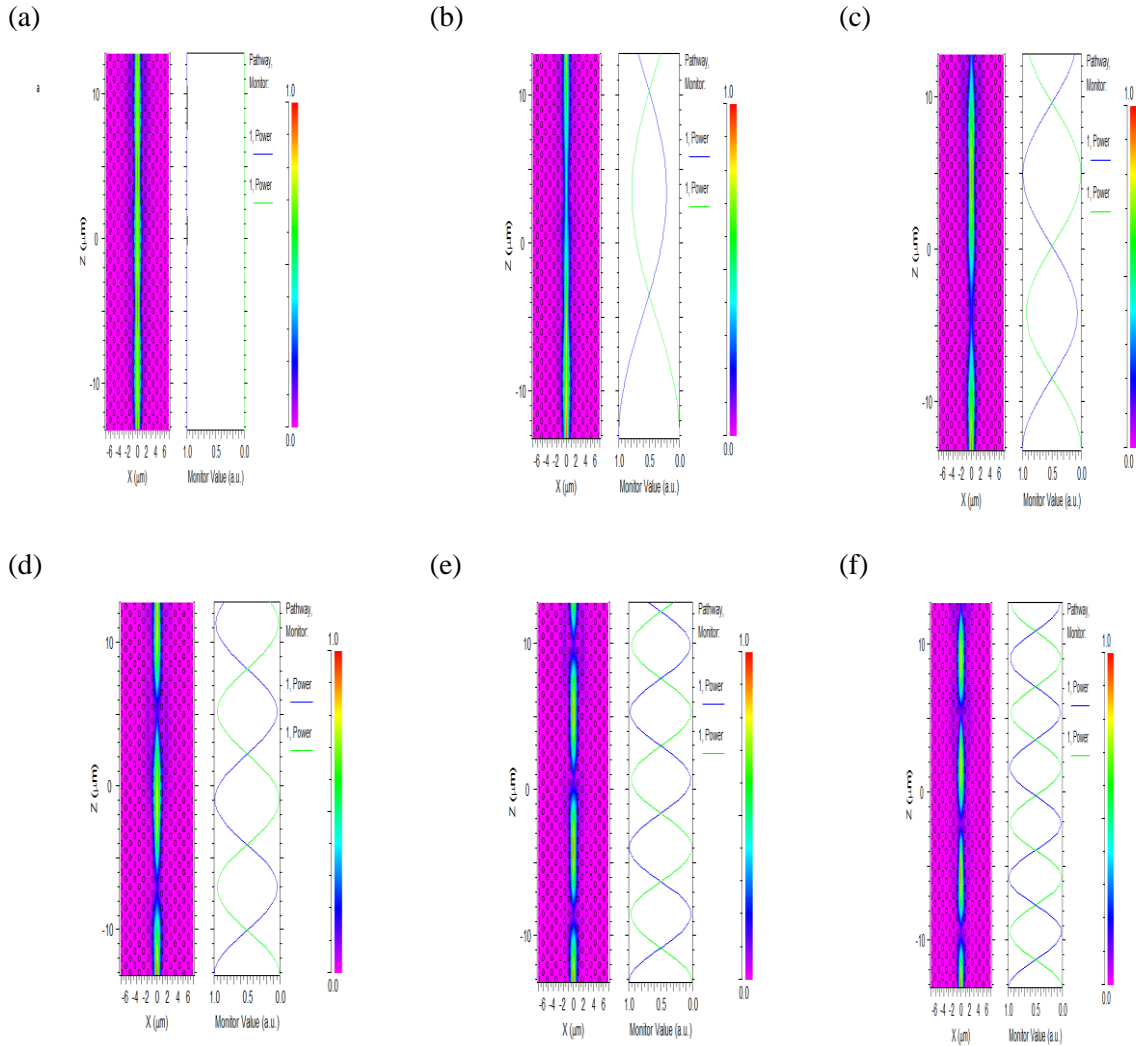


**Figure 4.18** : La structure du guide d'ondes à CMPH 2D planaire indépendant de la polarisation, formée par un réseau triangulaire des trous d'air dans YIG, déposée sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

## 4.2.4 Résultats et discussion

### 4.2.4.1 Influence de la gyrotropie sur la conversion de mode

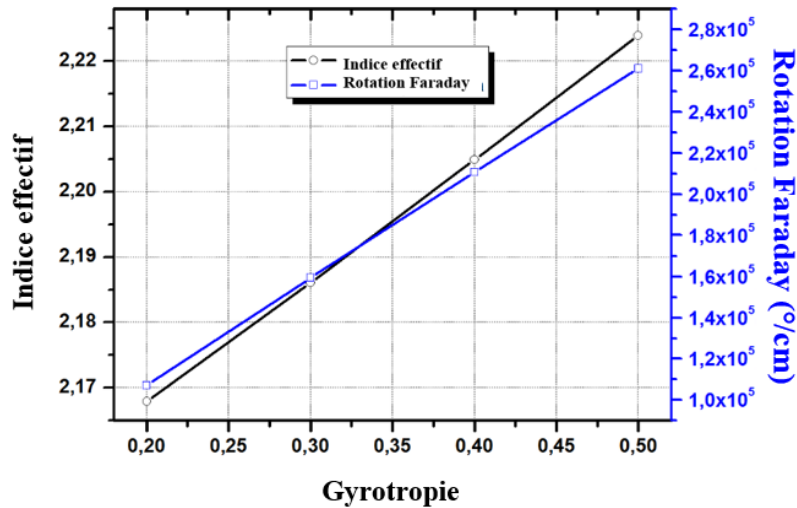
L'intensité de la lumière de sortie est liée au changement de l'état de polarisation de l'onde lumineuse propagée. Par conséquent, la conversion de mode est une caractéristique importante dans les circuits intégrés magnéto-photoniques.



**Figure 4.19:** Simulation par le logiciel BeamPROP de la conversion de mode dans le guide d'ondes à CMPH 2D planaire indépendant de la polarisation (YIG/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) en fonction de différentes valeurs de la gyrotropie, avec différents rayons de trous d'air: **(a)**  $g = 0$ , **(b)**  $g = 0.1$ , **(c)**  $g = 0.2$ , **(d)**:  $g = 0.3$ , **(e)**:  $g = 0.4$ , et **(f)**:  $g = 0.5$ .

Afin d'analyser l'effet des termes non-diagonaux de tenseur de la permittivité sur les propriétés MO du MPCW planaire, l'influence de la gyrotropie ( $g$ ) sur ces propriétés est étudiée. Le couplage de mode dans le CMP en fonction de  $g$  est illustré sur la figure 4.19. Comme on peut voir sur les figures, la gyrotropie affecte la conversion de mode, pour  $g = 0$ , les modes sont séparés. Cependant, l'existence de ce terme produit un couplage entre les modes et augmente de façon progressive à partir de  $g = 0.1$ . En outre, le transfert de puissance maximal dans le guide d'ondes, qui représente l'efficacité de conversion du mode, est observé et aucune perte significative n'est constatée. Cela est dû à la présence de la BIP complète [73].

#### 4.2.4.2 Influence de la gyrotropie sur l'indice effectif et la rotation de Faraday



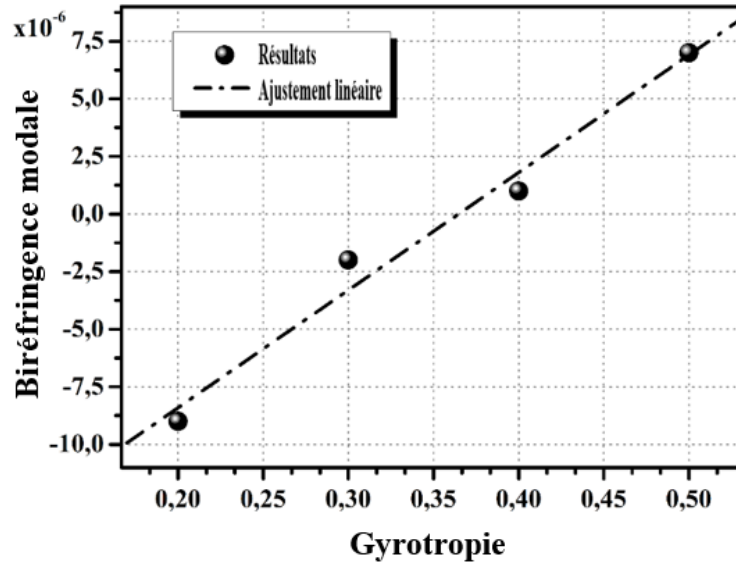
**Figure 4.20 :** La variation de l'indice effectif et de la rotation de Faraday en fonction de la gyrotropie.

Le couplage entre les modes pairs et impairs (équation 3), montre que la variation de la rotation de Faraday dépend de  $g$  et l'indice effectif [13]. L'étude de l'indice effectif s'avère donc est nécessaire. Les modes guidés dans une géométrie de guide d'ondes sont caractérisés par leurs constantes de propagation  $\beta = k_0 \cdot n_{\text{eff}}$ , où  $k_0 = 2\pi / \lambda$  et  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif. Le nombre de modes supportés par le guide d'onde dépend de l'épaisseur du film, de la longueur d'onde et des indices des couches. Pour une longueur d'onde donnée, seul le mode fondamental peut exister juste au-dessus de l'épaisseur de coupure. Cependant, si l'épaisseur augmente, plusieurs modes sont autorisés [41][74].

Pour une propagation monomode ( $m = 0$ ), la variation de  $n_{\text{eff}}$  en fonction de  $g$  pour le mode TE est représentée sur la figure 4.20. Comme indiqué,  $n_{\text{eff}}$  est linéairement proportionnel à l'augmentation de  $g$ ; il est égal à 2.16788 et 2.223934 pour  $g = 0.2$  et  $0.5$ , respectivement.

La variation de la rotation faraday en fonction de la variation de la gyrotropie est aussi représentée sur la même figure (couleur bleu), où une relation linéaire entre  $g$  et  $\theta_F$  est confirmée. Pour  $g = 0,2$ ,  $\theta_F = 10,72 \times 10^4$   $^{\circ}/\text{cm}$  et pour  $g = 0,5$ , il est égal à  $26,11 \times 10^4$   $^{\circ}/\text{cm}$ .

#### 4.2.4.3 Influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale



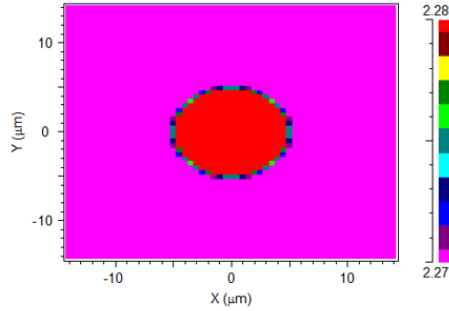
**Figure 4.21** : Variation de la biréfringence modale en fonction de la gyrotropie.

Dans la pratique, la différence entre les indices effectifs des modes TE et TM  $\Delta n$ , joue un rôle important dans l'évaluation des propriétés MO de la structure. Comme le montre l'équation 4.3, une conversion de mode efficace impose une réduction de la biréfringence modale [54]. Par conséquent,  $\Delta n$  a été calculé pour chaque valeur de  $g$  et les résultats sont indiqués sur la figure 4.21. Nous constatons que  $\Delta n$  est directement lié à  $g$ , pour  $g = 0.2$   $\Delta n = 9 \times 10^{-6}$  et pour  $g = 0.5$ , elle augmente à  $7 \times 10^{-6}$ . Ces résultats montrent que pour  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , ce guide d'ondes à cristal magnéto-photonique, indépendant de la polarisation, les pertes optiques sont minimisés et les performances des effets MO améliorées, telles que la rotation de Faraday ainsi que la réduction de la biréfringence modale. les résultats obtenus sont comparés à [54][75], une amélioration notable est observée.

### 4.3 Analyse théorique d'un isolateur optique basé sur la conversion de mode dans une fibre conventionnelle de YIG

Le développement des systèmes de communication par fibre optique exige un accroissement d'isolateurs optiques. Cependant, les seuls isolateurs disponibles sont volumineux et coûteux. Pour satisfaire cette demande, de nombreux modèles d'isolateurs à guides d'ondes optiques ont été explorés. Ces isolateurs de guides d'ondes sont classés en deux grandes catégories: les configurations reposant sur la conversion de mode TE- TM et les configurations reposant sur des déphasages non réciproques [76]. L'intégration de tels dispositifs sur des plateformes à semi-conducteurs a posé des problèmes en raison de l'incompatibilités de matériaux entre les semi-conducteurs et les matériaux magnéto-optiques [77].

Dans cette partie, une étude théorique d'une fibre MO de grenat de fer et d'Yttrium est représentée [78]. Le but de cette étude est de réaliser la conversion de mode TE-TM, cette technique consiste à produire, sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à la direction de propagation, un couplage entre les modes TE et TM, ce qui est un moyen d'obtenir un effet non réciproque dans une configuration guidée.



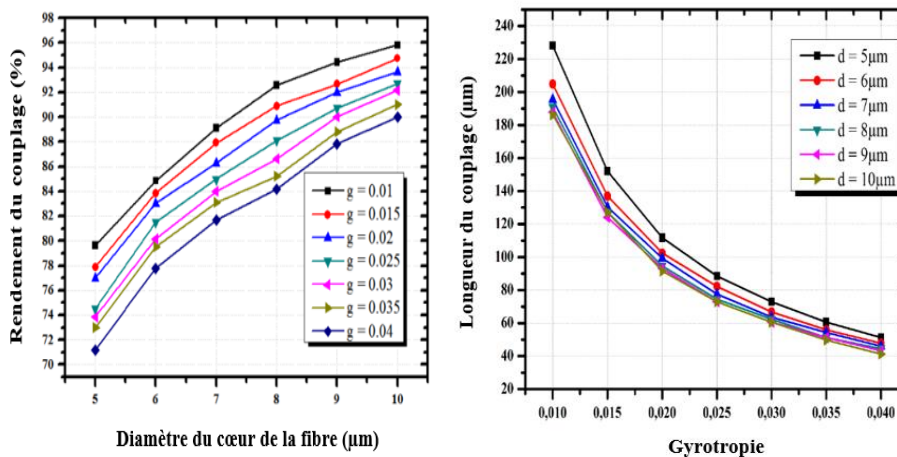
**Figure 4.22 :** Profil d'indice de structure de la fibre MO à base de YIG.

La structure étudiée, représentée sur la figure 4.22, est constituée d'une fibre MO conventionnelle monomode de YIG, où  $n_{\text{cœur}} = 2.28$  et  $n_{\text{gaine}} = 2.27$ , de longueur  $L = 800 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ . La variation des propriétés MO en fonction des paramètres structurels est examinée en utilisant la méthode de propagation du faisceau.

### 4.3.1 Influence de la gyrotropie et du diamètre du cœur sur la conversion de mode TE-TM

Pour analyser l'influence des paramètres géométriques et physiques sur les propriétés MO de la structure, on fait varier le diamètre du cœur ( $d$ ) et la gyrotropie ( $g$ ) de  $5 \mu\text{m}$  à  $10 \mu\text{m}$  et de 0.01 à 0.04 respectivement.

La figure 4.23 (a) représente la variation du rendement de la conversion de mode ( $R_m$ ) en fonction du diamètre du cœur pour différentes valeurs de la gyrotropie. Comme le montre la figure,  $R_m$  est linéairement proportionnel à l'augmentation du diamètre du cœur tel que pour  $g = 0.01$  et  $d = 5 \mu\text{m}$ , le rendement  $R_m$  vaut 79.65% et pour  $d = 10 \mu\text{m}$  il augmente jusqu'à 95.8%. De plus, on constate que  $R_m$  est inversement proportionnel à l'augmentation de la gyrotropie. D'après ces résultats, le diamètre du cœur  $d = 10 \mu\text{m}$  est choisi comme une valeur optimale pour un rendement de 96%.

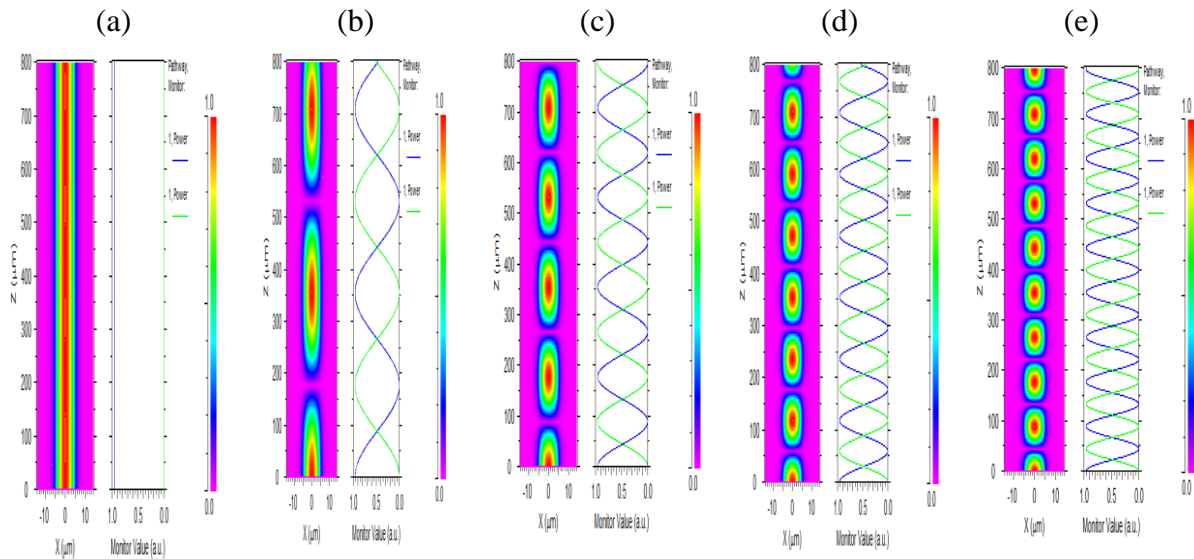


**Figure 4.23 :** Influence du diamètre du cœur de la fibre magnéto-photonique de YIG et de la gyrotropie sur (a) le rendement de la conversion de mode, et (b) la longueur de couplage à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .



Ainsi, la figure 4.23 (b) montre la variation de la longueur de couplage  $L_c$  en fonction de la gyrotropie pour différentes valeurs de diamètres du cœur. On note que  $L_c$  est inversement proportionnel à l'augmentation de  $d$  et il présente une décroissance exponentielle avec l'augmentation de  $g$ , ce qui signifie que la longueur de couplage diminue.

La figure 4.24 représente la variation de la conversion de mode en fonction de la gyrotropie ( $g = 0, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04$ ) pour un diamètre de cœur égale à  $10 \mu\text{m}$ . comme le montre la figure la gyrotropie affecte la conversion de mode. On observe qu'en l'absence de la gyrotropie, les modes sont séparés (voir figure 2.24(a)), par contre, l'existence de ce paramètre induit un couplage des modes TE-TM (voir figure 2.24(b), (c), (d), (e)).

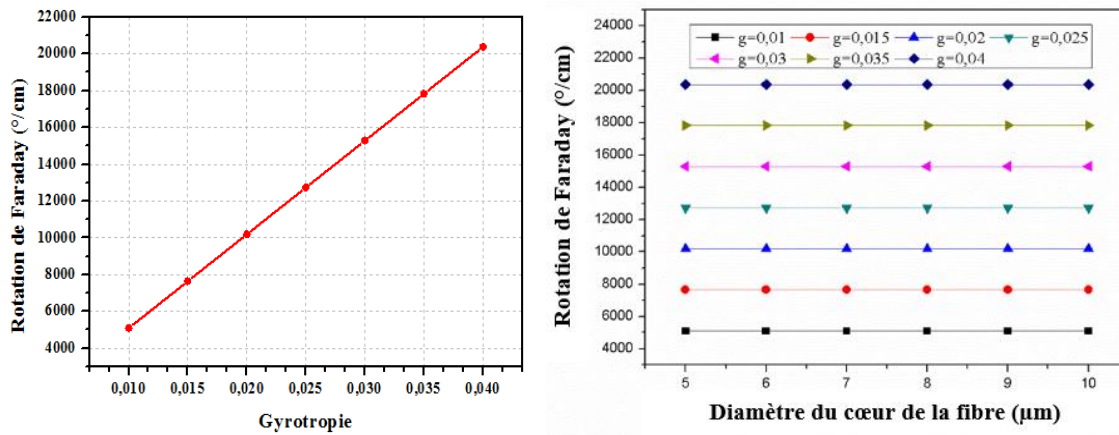


**Figure 4.24 :** Conversion de modes de la fibre magnéto-photonique constituée par un matériau de YIG à  $d = 10 \mu\text{m}$  pour : (a)  $g = 0$ , (b) 0.01, (c) 0.02, (d) 0.03, (e) 0.04.

### 4.3.2 Variation de la rotation de Faraday

L'existence de paramètres non diagonaux dans le tenseur de la permittivité diélectrique (gyrotropie) permet le couplage de modes TE-TM de manière périodique, par conséquent la variation de ces dérivées à une influence importante sur la rotation de Faraday (équation 4.2).

En effet, la variation de cette rotation en fonction de la gyrotropie pour un diamètre du cœur  $d = 10 \mu\text{m}$  est représentée sur la figure 4.25 (a). Les résultats montrent une relation linéaire entre la rotation de Faraday et le terme non diagonal ( $g$ ), elle augmente avec  $g$  jusqu'à atteindre  $2.04 \times 10^4 \text{ }^\circ / \text{cm}$  pour  $g = 0.04$ . De plus, le diamètre du cœur n'affecte en rien sa variation (figure 4.25 (b)).



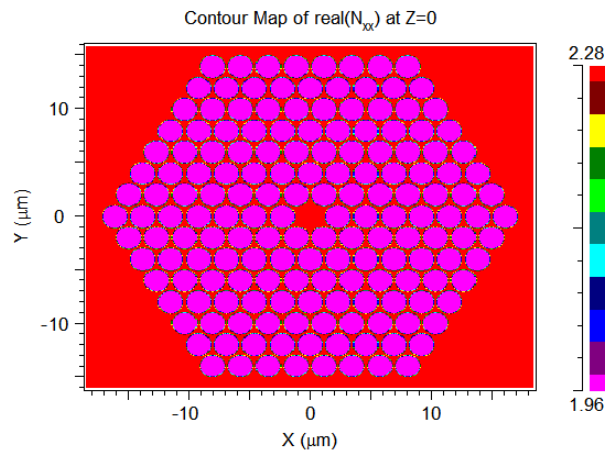
**Figure 4.25 :** (a) Variation de la rotation Faraday en fonction de la gyrotropie pour  $d = 10 \mu\text{m}$ . (b) variation de la rotation de Faraday en fonction du diamètre du cœur de la fibre pour différentes valeur de gyrotropie.

## 4.4 Conception d'un isolateur optique à base de fibre à cristal magnéto-photonique

Les fibres et les guides d'ondes optiques intégrés sont l'une des plus grandes avancées technologiques du 20e siècle. Cependant, après 30 ans de recherches intensives, les limites de ces systèmes et de la technologie de fabrication ont conduit au développement de nouveaux matériaux [79]. Depuis 1980, un nouveau mécanisme de contrôle et de manipulation de la lumière utilisant des cristaux photoniques est développé. Ces structures sont des structures multicouches formées de deux matériaux ou plus possédant une périodicité à l'échelle de la longueur d'onde. Le choix des paramètres géométriques et les propriétés des matériaux contribuent à créer une BIP dans laquelle la propagation dans le cristal est inhibée [74]. Dans ce concept, diverses géométries ont été conçues, et les nouvelles technologies de fabrication ont été mises au point. En 1995, les fibres à cristaux photoniques (photonic crystal fibers, FCPs) constituaient une technologie de fibres alternative, en raison de leurs nombreuses caractéristiques distinctives par rapport aux fibres optiques conventionnelles. D'autre part, l'une des applications les plus attractives des cristaux photoniques est le développement des CMPs [4] qui donnent des solutions pour fabriquer des dispositifs MO non-réciproques intégrés [6,7]. Ces dispositifs sont indispensables pour protéger les composants de la lumière réfléchie indésirable. Le signal optique modulé via des champs magnétiques externes améliore les propriétés MO et minimise les pertes [4]. Dans la région de l'infrarouge, où la transmission dans la fibre optique est largement exploitée, les grenat de fer et d'yttrium sont largement utilisés dans plusieurs dispositifs photoniques non-réciproques [4][12,13][42][49][84] en raison de leur forte rotation de Faraday et faibles pertes optiques [44]. Peng et al. [85] ont proposé un capteur de FCMP infiltré de fluide magnétique. La sensibilité et la résolution du capteur obtenues sont respectivement de 1,56 nm/Oe et de 0,0064 Oe. Otmani et al. [13] ont étudié les propriétés MO d'un isolateur optique à base d'une FCMP de BIG. Par rapport aux fibres conventionnelles, les résultats montrent que la MPCF améliore les effets MO.

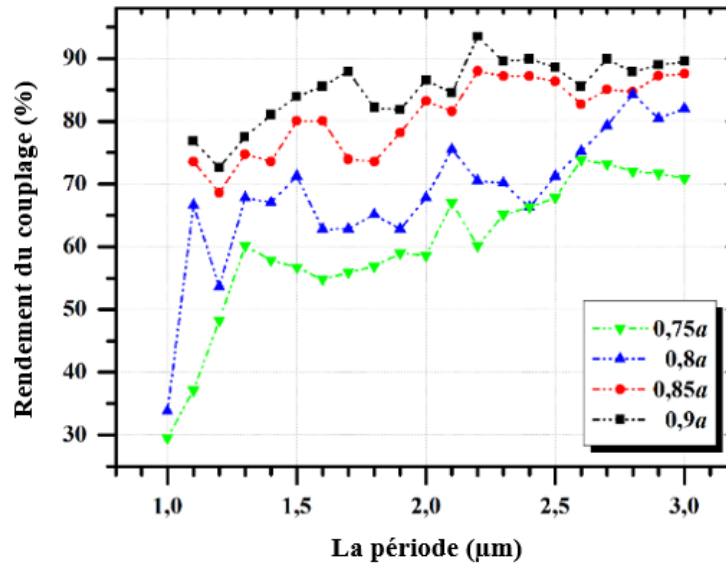
#### 4.4.1 Conception de base et l'optimisation de la structure

La section transversale XY de la structure proposée (Figure 4.26) est constituée d'une fibre à cristal magnéto-photonique (FCMP), elle se compose d'un réseau triangulaire de trous d'air remplis de grenat de gallium et de gadolinium ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ , GGG) ( $n_{\text{GGG}} = 1.96$ ) [86], gravés dans une fibre de YIG, avec  $n_{\text{YIG}} = 2.28$ . La lumière est guidée dans un défaut dans la MPCF, qui dans ce cas est formée en enlevant le trou central. Le YIG et le BIG ainsi que le Ce :YIG ont été déposés avec succès sur un substrat GGG en utilisant différentes méthodes [51], [87]–[91]. Pour simuler la propagation d'un faisceau dans la FCMP et étudier la conversion de mode, on utilise la méthode de propagation de faisceau adoptée par le logiciel BeamPROP de la société RSoft.



**Figure 4.26** : profil d'indice de structure FCMP.

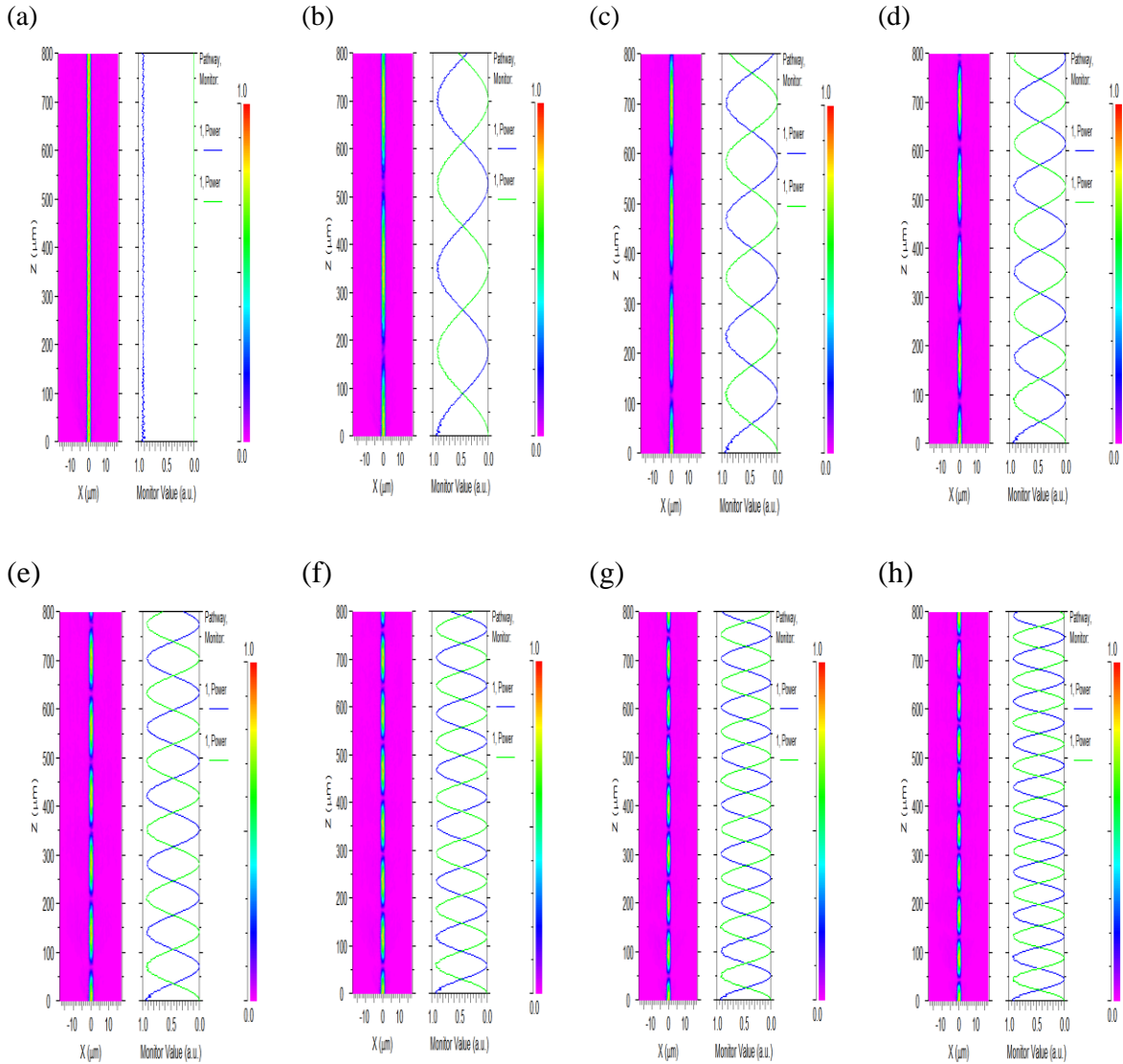
Afin de minimiser les pertes optiques et d'optimiser le rendement de la conversion de mode  $R_m$ , les paramètres géométriques caractérisés par la période  $a$  (constante du réseau) et le diamètre des trous d'air ( $d$ ) sont optimisés. Pour cela, on fait varier le diamètre de trous d'air  $d$  de  $0.75a$  à  $0.9a$ , et la période  $a$  de  $1 \mu\text{m}$  à  $3 \mu\text{m}$ . La figure 4.27 représente la variation du rendement de conversion pour  $g = 0.01$  en fonction de la période et le diamètre des trous. On constate un rendement maximal de 93.48% obtenu pour  $a = 2.2 \mu\text{m}$  et  $d = 0.9a$ , ces paramètres affectent considérablement le couplage.



**Figure 4.27 :** Variation du rendement de la conversion de mode en fonction de la période  $a$ , pour différentes valeurs du diamètre de trous  $d$ , pour  $g = 0.01$  à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .

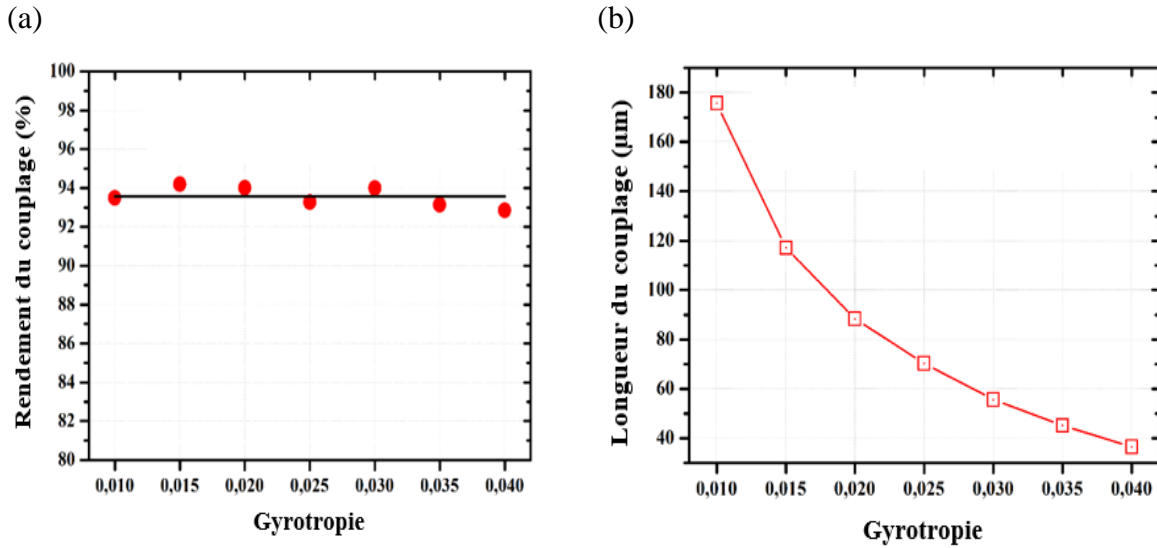
#### 4.4.2 Analyse des propriétés magnéto-optiques

La rotation de Faraday induit un transfert périodique de puissance entre les composantes transversales  $E_x$  et  $E_y$ . Etant donné que l'aimantation est dirigée le long de l'axe  $z$ , la structure présente une composante transversale seulement suivant la direction  $x$  ( $E_y = 0$ ). Le mécanisme de transfert d'énergie entre les composantes transversales en fonction de la gyrotropie est observé dans la figure 4.28, où  $g$  varie de 0.01 à 0.04. Comme indiqué,  $g$  affecte le rendement  $R_m$ , tel que pour  $g = 0$  (Figure 4.28 (a)), les modes sont séparés, et lorsque la gyrotropie augmente un couplage entre les modes TE-TM est apparait (Figure 4.28 (b)-(h)). De plus, Le transfert de puissance maximum à la composante  $E_y$  diminue avec l'augmentation de  $g$ . Par exemple, pour  $g = 0.01$ , il peut être observé autour de  $175 \mu\text{m}$ . Dans la pratique, pour obtenir une rotation de  $45^\circ$  au niveau du port de sortie, cette longueur doit être ajustée à environ  $87.5 \mu\text{m}$ . De cette manière, si une réflexion se produit au port de sortie, le champ réfléchi effectuera une rotation de  $90^\circ$  au port d'entrée, qui pourra ensuite être bloquée avec un polariseur sans affecter le champ d'entrée [92].



**Figure 4.28** : Conversion de modes de la fibre magnéto-photonique constituée par un matériau de YIG : **(a)** :  $g = 0$ , **(b)** :  $g = 0.01$ , **(c)** :  $g = 0.015$ , **(d)** :  $g = 0.02$ , **(e)** :  $g = 0.025$ , **(f)** :  $g = 0.03$ , **(g)** :  $g = 0.035$ , **(h)** :  $g = 0.04$ .

Les résultats obtenus dans la figure ci-dessus sont regroupés sur la figure 4.29. La variation de la gyrotropie n'a pas d'influence significative sur l'efficacité de la conversion de mode (Figure 4.29 (a)). Les cercles rouges représentent les valeurs de la conversion de mode comprises entre 91% et 94%, tandis que la moyenne de ces valeurs est indiquée par la ligne noire (environ 93.57%).

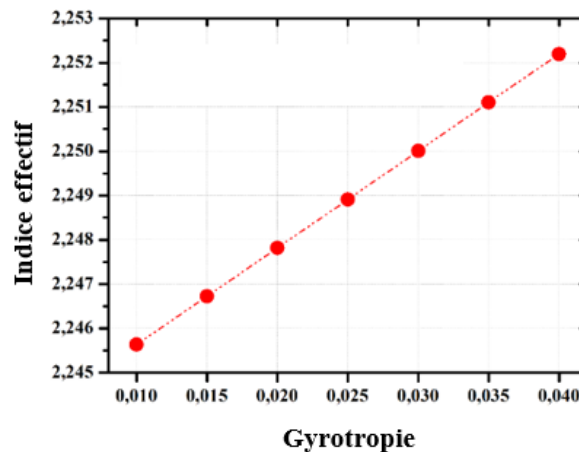


**Figure 4.29 :** Influence de la gyrotropie sur (a) :le rendement de la conversion de mode, et (b) : la longueur de couplage du FCMP à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .

Tandis que, le transfert de puissance maximale (longueur de couplage,  $L_c$ ) est représenté sur la figure 4.29 (b). Comme indiqué,  $L_c$  présente une décroissance exponentielle, ce qui signifie que l'augmentation de la gyrotropie provoque une augmentation de la vitesse du couplage. Les deux valeurs limites sont  $175.77\ \mu\text{m}$  et  $36.5\ \mu\text{m}$ , pour  $g = 0.01$  et  $g = 0.04$ , respectivement.

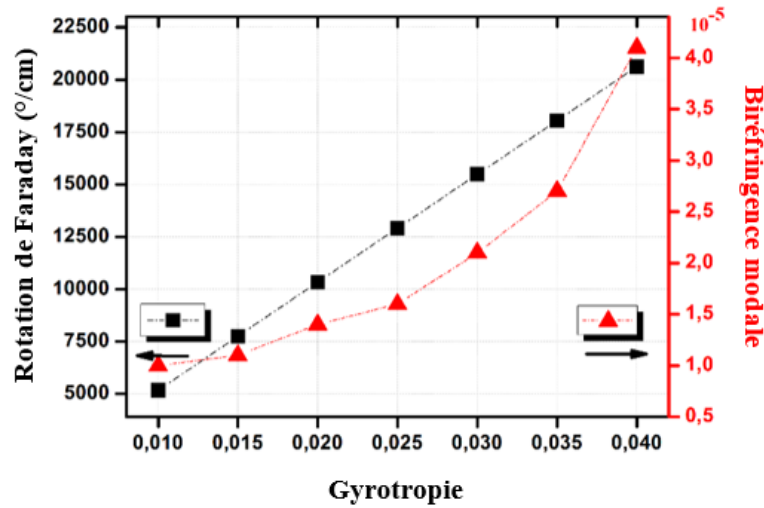
#### 4.4.2.1 Influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday et la biréfringence modale

En outre, comme ont déjà mentionné [74],[41], les modes guidés dans une géométrie de guide d'onde sont caractérisés par leurs constantes de propagation  $\beta = k_0 \cdot n_{\text{eff}}$ . La variation de  $n_{\text{eff}}$  en fonction de  $g$  pour le mode TE est représentée à la figure 4.30. Comme indiqué,  $n_{\text{eff}}$  est linéairement proportionnel à l'augmentation de  $g$ , il est égal à 2.245633 et à 2.252194 pour  $g = 0.01$  et 0.04, respectivement.



**Figure 4.30 :** La variation de l'indice effectif en fonction de la gyrotropie.

De plus, la figure 4.31 représente la rotation de Faraday en fonction de  $g$ , où une relation linéaire entre  $g$  et  $\theta_F$  est observée. Pour  $g = 0.01$ ,  $\theta_F = 5\,171.31$  °/cm et pour  $g = 0.04$ , il est égal à  $2,0625 \times 10^4$  °/cm.



**Figure 4.31** : La variation de la rotation de Faraday et la biréfringence modale en fonction de la gyrotropie.

Ainsi, la figure ci-dessus montre que la biréfringence modale  $\Delta n$  augmente avec l'augmentation de la gyrotropie,  $\Delta n = 4.10^{-5}$  à  $10^{-5}$  pour  $g = 0.01$  et  $g = 0.04$ , respectivement.

Ces résultats montrent que la MPCF proposée permet de confiner simultanément la lumière dans la fibre et d'améliorer les performances MO à la longueur d'onde de télécommunication  $\lambda = 1.55$   $\mu\text{m}$ . Le tableau 4.4 présente une comparaison entre la structure proposée du FCMP et d'autres dispositifs rapportés et leurs propriétés [12], [93], [54], [94].

**Tableau 4.4** : Comparaison de l'isolateur à FCMP proposé avec d'autres conceptions similaires (littérature).

	Type du dispositif	Rotation de Faraday (°/cm)	biréfringence modale
[12]	FCMP remplis de $\text{Fe}_3\text{O}_4$ dans une fibre de Terbium Gallium Garnet (TGG)	$0.214 \times 10^4 - 0.595 \times 10^4$	$6.19 \times 10^{-4} - 1.72 \times 10^{-3}$
[93]	FCMP remplis de $\text{Fe}_3\text{O}_4$ dans une fibre de Bismuth Iron Garnet (BIG)	$0.2991 \times 10^4 - 0.6725 \times 10^4$	$1.407 \times 10^{-3} - 3.165 \times 10^{-3}$
[54]	Guide MO	15	$2 \times 10^{-4}$
[94]	Guide MO	250	$1 \times 10^{-4}$

Ce travail	FCMP remplis de GGG dans une fibre d'Yttrium Iron Garnet (YIG)	$5171.33 - 2.0625 \times 10^4$ (for $g = 0.01, 0.04$ )	$4 \times 10^{-5} - 10^{-5}$ (for $g = 0.01, 0.04$ )
------------	--	---	---

En comparaison avec le dispositif précédent (fibre MO) [78], on constate que cette structure présente des propriétés MO développées. Les résultats de l'analyse des propriétés MO des deux types de fibres sont présentés dans le tableau 4.5. Pour les mêmes valeurs de gyrotropie, la taille de la FCMP optimisée est égale à un cinquième de la taille de la fibre classique. Par conséquent, les résultats montrent que les deux fibres possèdent une efficacité de conversion élevée. Cependant, elle n'est pas stable dans la fibre conventionnelle, en raison de l'existence de pertes. Ainsi, le transfert de puissance maximal est plus rapide dans la FCMP et une légère amélioration de la rotation de Faraday est observée.

**Tableau 4.5:** comparaison entre la fibre conventionnelle [78] et la fibre à cristal photonique.

	[78]	Ce travail
Gyrotropie	0.01 – 0.04	0.01 – 0.04
Diameter du coeur ( $\mu\text{m}$ )	10	2.2
Rendement de la conversion de mode (%)	90–95	93.57
Transfert de puissance maximal ( $\mu\text{m}$ )	186.25 – 41.22	175.77 – 36.5
Rotation de Faraday ( $^\circ/\text{cm}$ )	$5093.37 - 2.037 \times 10^4$	$5171.33 - 2.0625 \times 10^4$
biréfringence modale	–	$4 \times 10^{-5} - 10^{-5}$

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les capteurs de champ magnétique à base de CPhs bidimensionnels et les propriétés MO des guides d'ondes.

La première structure que nous avons proposée est un capteur de champ magnétique basé sur le couplage guide-cavité à cristal photonique 2D. Afin d'améliorer la performance de détection, nous avons optimisés les différents paramètres structurels à l'aide de la méthode 2D-FDTD et un facteur Q optimal de 8655 est obtenu, après l'optimisation de la structure, nous étudions l'application de cette dernière comme capteur de concentration du fluide magnétique ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ). Nous avons analysé les propriétés de détection de la structure proposée, en nous basant pour cela sur les propriétés de la cavité et nombre de trous fonctionnels. Pour  $N = 12$  trous une sensibilité de 146.97 nm / RIU a été relevée. Ainsi, l'indice de réfraction du  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  est aussi



variable avec l'intensité du champ magnétique externe. L'évolution de la sensibilité en fonction du changement du facteur local du champ magnétique appliqué He est calculée. Le décalage de la longueur d'onde de résonance est observé et la détection du champ magnétique est réalisée. Pour évaluer la performance de détection, le facteur de mérite est calculé. Pour  $N = 12$ , la performance de la structure est optimale, avec une sensibilité magnétique  $S = 20.4$  nm et un facteur de mérite  $FOM = 22.66$ . Ces caractéristiques et les propriétés exceptionnelles du  $Fe_3O_4$  ainsi que sa taille compacte et sa structure simple font de ce dispositif, un candidat potentiel pour la conception et le développement de futurs capteurs de champ magnétique avec une sensibilité élevée. Ainsi, l'approche proposée pourrait également permettre l'intégration de plusieurs cavités pour réaliser des mesures simultanées.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des guides d'onde magnéto-optique, pour cela trois concepts ont été proposés. Le premier repose sur l'étude d'un guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation YIG/ $Al_2O_3$ . En premier lieu, nous avons optimisé numériquement la géométrie du guide d'onde en utilisant la méthode PWE-3D, nous avons étudié l'influence de ces paramètres sur la largeur et la position de la BIP complète. Le YIG possède des propriétés MO très intéressantes pour réaliser plusieurs composants non-réciproques tels que l'isolateur optique. Ce dernier protège les dispositifs des réflexions parasites en autorisant le passage de la lumière seulement dans une direction. Il est basé sur la rotation de Faraday non-réciproque, qui à son tour, provoque le couplage des modes TE-TM, si l'aimantation est alignée le long de l'axe z, parallèle à la propagation de mode. L'objectif de cette étude est d'améliorer la rotation de Faraday tout en maintenant une biréfringence modale réduite. Pour cela, l'effet non-réciproque basé sur le couplage des modes TE-TM est obtenu en appliquant un champ magnétique externe parallèle à la direction de propagation. Les résultats révèlent une rotation de Faraday  $6.11 \times 10^4$  °/cm et une biréfringence modale de  $7 \times 10^{-6}$ . Ils montrent une amélioration remarquable du comportement MO de la structure étudiée, ce qui permet d'améliorer les performances des isolateurs optiques et le rendre approprié aux dispositifs non réciproques.

Par la suite, nous avons étudié les fibres magnéto-optiques conventionnelles à base de YIG. On agit sur le diamètre du cœur et la gyrotropie afin d'examiner leur effet sur les propriétés MO : tels que le rendement de la conversion de mode TE-TM, la longueur du couplage et la rotation de Faraday. L'étude numérique montre un rendement maximal de 91% et une rotation de Faraday de  $2.04 \times 10^4$  °/cm. La structure proposée présente des propriétés attrayantes qui la rendent appropriée à la conception d'isolateurs optiques.

Finalement, une fibre à cristal magnéto-photonique de YIG est conçue. Un rendement de conversion maximal de 93.57% est obtenu pour une période de  $2.2 \mu m$ . La conversion de mode TE-TM provoqué par la rotation de Faraday est réalisée et l'analyse des propriétés MO en fonction de la gyrotropie est présentée. Les résultats numériques révèlent une amélioration des propriétés MO. Une rotation de Faraday de  $2.0625 \times 10^4$  °/cm ainsi qu'une réduction de la biréfringence modale de  $10^{-5}$  sont obtenues. Ces caractéristiques intéressantes et la taille réduite du FCMP permettent la conception de dispositifs performants.

Donc d'après les résultats obtenus, les structures proposées constituent une plateforme prometteuse pour ce style d'applications.

## Références

- [1] J. Wu *et al.*, “Low temperature sensitive intensity-interrogated magnetic field sensor based on modal interference in thin-core fiber and magnetic fluid,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 25, pp. 252402–4pp, 2014.
- [2] Y. F. Chen, S. Y. Yang, W. S. Tse, H. E. Horng, C. Y. Hong, and H. C. Yang, “Thermal effect on the field-dependent refractive index of the magnetic fluid film,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 20, pp. 3481–3483, 2003.
- [3] S. Pu, X. Bai, and L. Wang, “Temperature dependence of photonic crystals based on thermoresponsive magnetic fluids,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 323, no. 22, pp. 2866–2871, 2011.
- [4] H. E. Horng, C. Hong, S. Y. Yang, and H. C. Yang, “Designing the refractive indices by using magnetic fluids,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, p. 2434, 2003.
- [5] Y. Zhao, D. Wu, R.-Q. Lv, and Y. Ying, “Tunable Characteristics and Mechanism Analysis of the Magnetic Fluid Refractive Index With Applied Magnetic Field,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 8, pp. 4600205–5, 2014.
- [6] C. Y. Hong, S. Y. Yang, H. E. Horng, and H. C. Yang, “Control parameters for the tunable refractive index of magnetic fluid films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 6, pp. 3849–3852, 2003.
- [7] F. Wei *et al.*, “Magnetic field sensor based on a combination of a microfiber coupler covered with magnetic fluid and a Sagnac loop,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, pp. 4725–9pp, 2017.
- [8] L. Luo, S. Pu, J. Tang, X. Zeng, and M. Lahoubi, “Highly sensitive magnetic field sensor based on microfiber coupler with magnetic fluid,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 19, pp. 193507–5pp, 2015.
- [9] S. Pu, L. Mao, T. Yao, J. Gu, M. Lahoubi, and X. Zeng, “Microfiber Coupling Structures for Magnetic Field Sensing with Enhanced Sensitivity,” *IEEE Sens. J.*, vol. 17, no. 18, pp. 5857–5861, 2017.
- [10] J. Li, R. Wang, J. Wang, B. Zhang, Z. Xu, and H. Wang, “Novel magnetic field sensor based on magnetic fluids infiltrated dual-core photonic crystal fibers,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, no. 2, pp. 100–105, 2014.
- [11] Y. Zhao, D. Wu, and R.-Q. Lv, “Magnetic Field Sensor Based on Photonic Crystal Fiber Taper Coated With Ferrofluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 1, pp. 26–29, 2015.
- [12] H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, W. Wang, and S. Pu, “Nonreciprocal TE-TM Mode Conversion Based on Photonic Crystal Fiber of Air Holes Filled with Magnetic Fluid into a Terbium Gallium Garnet Fiber,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 11, pp. 1–4, 2015.
- [13] H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, and R. Deghdak, “Magneto-optical properties of magnetic photonic crystal fiber of terbium gallium garnet

- filled with magnetic fluid,” *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.*, vol. 22, pp. 24–28, 2016.
- [14] H. Hemme, H. Dbtsch, and H.-P. Menzler, “Optical isolator based on mode conversion in magnetic garnet films,” *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 18, pp. 3811–3817, 1987.
- [15] A. Benmerkhi, “Optimisation Du Confinement De La Lumiere Dans Des Cavites a Cristaux Photoniques,” Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2012.
- [16] K. Saker, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, and S. Pu, “Magnetic field sensor based on a magnetic-fluid-infiltrated photonic crystal L4 nanocavity and broadband W1 waveguide,” *J. Comput. Electron.*, vol. 18, no. 2, pp. 619–627, 2019.
- [17] H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gerard, D. Maystre, and A. Tchelakov, *Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Devices*. Springer, France, 1999.
- [18] L. Ferrier, “Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le controle 3D de la lumière,” Thèse de doctorat, Institut des nanotechnologies de Lyon, 2008.
- [19] D. L. Andrews, *Photonics Volume 2 : Nanophotonic Structures and Materials*, vol. 2. Wiley, London, 2015.
- [20] R. Moukhtari, “Contribution à l’étude et la conception des cavités à cristaux Mmagneto photoniques,” Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M’sila, 2018.
- [21] J. Philip and J. M. Laskar, “Optical Properties and Applications of Ferrofluids—A Review,” *J. Nanofluid*, vol. 1, no. 1, pp. 3–20, 2012.
- [22] L. Nandiguim, “Etude du comportement magnétique et spectral de l’effet Faraday dans des oxydes métalliques dopés par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt,” Université de Lyon, 2016.
- [23] M. Xu, P. J. Ridler, M. Xu, and P. J. Ridler, “Linear dichroism and birefringence effects in magnetic fluids,” vol. 326, 1997.
- [24] J. Browaeys, “Les ferrofluides : ondes de surface , résistance de vague et simulation de la convection dans le manteau terrestre,” Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris, 2004.
- [25] L. M. Redha, “L’accord de phase de modes dans un guide d’ondes.,” Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri, Constantine1, 2008.
- [26] E. J. J. Mallmann, A. S. B. Sombra, J. C. Goes, and P. B. A. Fechine, “Yttrium Iron Garnet: Properties and Applications Review,” *Solid State Phenom.*, vol. 202, pp. 65–96, 2013.
- [27] X. Bai *et al.*, “Magnetic field sensor using fiber ring cavity laser based on magnetic fluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 115–118, 2016.
- [28] Y. Zhao, Y. Zhang, and R. Lv, “Simultaneous Measurement of Magnetic Field and Temperature Based on Magnetic Fluid-Infiltrated,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 64, no. 4, pp. 1055–1062, 2015.
- [29] Z. Zalevsky and I. Abdulhalim, *Integrated Nanophotonic Devices Integrated Nanophotonic Devices*. Elsevier, 2010.

- [30] S. Pu, S. Dong, and J. Huang, “Tunable slow light based on magnetic-fluid-infiltrated photonic crystal waveguides,” *J. Opt.*, vol. 16, no. 4, pp. 045102–7pp, 2014.
- [31] J. Zhou, H. Tian, D. Yang, Q. Liu, and Y. Ji, “Integration of high transmittance photonic crystal H2 nanocavity and broadband W1 waveguide for biosensing applications based on Silicon-on-Insulator substrate,” *Opt. Commun.*, vol. 330, pp. 175–183, 2014.
- [32] Y. N. Zhang, Y. Zhao, and Q. Wang, “Measurement of methane concentration with cryptophane e infiltrated photonic crystal microcavity,” *Sensors Actuators, B Chem.*, vol. 209, pp. 431–437, 2015.
- [33] D. F. Dorfner, T. Hürlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter, and J. J. Finley, “Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 18, pp. 181103–3pp, 2008.
- [34] D. Su, S. Pu, L. Mao, Z. Wang, and K. Qian, “A Photonic Crystal Magnetic Field Sensor Using a Shoulder-Coupled Resonant Cavity Infiltrated with Magnetic Fluid,” *Sensors*, vol. 16, no. 12, pp. 2157–8pp, 2016.
- [35] H. Mohsenirad, S. Olyaei, and M. Seifouri, “Design of a new two-dimensional optical biosensor using photonic crystal waveguides and a nanocavity,” *Photonics Lasers Med.*, vol. 5, no. 1, pp. 1–6, 2016.
- [36] C. Z. Fan, G. Wang, and J. P. Huang, “Magnetocontrollable photonic crystals based on colloidal ferrofluids,” *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 9, pp. 2012–2015, 2008.
- [37] H. Chen, S. Li, J. Li, and Z. Fan, “Magnetic field sensor based on magnetic fluid selectively infilling photonic crystal fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 7, pp. 717–720, 2015.
- [38] L. Sherry, S. Chang, and G. Schatz, “Localized surface plasmon resonance spectroscopy of single silver nanocubes,” *Nano Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 2034–2038, 2005.
- [39] R. Ameling *et al.*, “Cavity-enhanced localized plasmon resonance sensing Cavity-enhanced localized plasmon resonance sensing,” *Appl. Phys. Lett.* 97, vol. 97, p. 253116, 2010.
- [40] M. Inoue, “Magnetophotonic Crystals,” *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 834, p. J1.1.1-J1.1.19, 2005.
- [41] N. Dissanayake, “Magneto-photonic crystals for optical sensing applications,” Thèse de doctorat, Michigan technological university, 2013.
- [42] B. J. H. Stadler and T. Mizumoto, “Integrated Magneto-Optical Materials and Isolators : A Review,” *IEEE Photonics J.*, vol. 6, no. 1, pp. 0600218-, 2014.
- [43] T. Mizumoto and Y. Naito, “Nonreciprocal Propagation Characteristics of YIG Thin Film,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, no. 6, pp. 922–925, 1982.
- [44] M. N. Akhtar *et al.*, “Structural and magnetic properties of yttrium iron garnet (YIG) and yttrium aluminum iron garnet (YAIG) nanoferrites prepared by microemulsion method,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 401, pp. 425–431, 2015.
- [45] M. A. Musa, R. S. Azis, N. H. Osman, J. Hassan, and T. Zangina, “Structural and magnetic properties of yttrium iron garnet (YIG) and yttrium aluminum iron garnet (YAIG) nanoferrite via sol-gel synthesis,” *Results Phys.*, vol. 7, no. March, pp. 1135–

- 1142, 2017.
- [46] M. N. Deeter, A. H. Rose, and G. W. Day, “Fast, Sensitive Magnetic-Field Sensors Based on the Faraday Effect in YIG,” *J. Light. Technol.*, vol. 8, no. 12, pp. 1838–1842, 1990.
- [47] Z. Wang, L. Shen, Z. Yu, X. Zhang, and X. Zheng, “Highly efficient photonic-crystal splitters based on one-way waveguiding,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, no. 1, pp. 173–176, 2013.
- [48] L. Zhang, D. Yang, K. Chen, T. Li, and S. Xia, “Design of nonreciprocal waveguide devices based on two-dimensional magneto-optical photonic crystals,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 50, no. 38, pp. 195–201, 2013.
- [49] S. K. Mondal and B. J. H. Stadler, “Novel designs for integrating YIG/air photonic crystal slab polarizers with waveguide Faraday rotators,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 127–129, 2005.
- [50] Y. Okamura, T. Negami, and S. Yamamoto, “Integrated optical isolator and circulator using nonreciprocal phase shifters : a proposal,” *Appl. Opt.*, vol. 23, no. 11, pp. 1886–1889, 1984.
- [51] T. Boudiar, B. Payet-Gervy, M. F. Blanc-Mignon, J. J. Rousseau, M. Le Berre, and H. Joisten, “Magneto-optical properties of yttrium iron garnet (YIG) thin films elaborated by radio frequency sputtering,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 284, pp. 77–85, 2004.
- [52] A. K. Zvezdi and V. A. Kotov, *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. IOP Publishing Ltd, London, 1997.
- [53] R. Wolfe, R. A. Lieberman, V. J. Fratello, R. E. Scotti, and N. Kopylov, “Etch-tuned ridged waveguide magneto-optic isolator,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 5, pp. 426–428, 1990.
- [54] A. Choueikani, F. Royer, F., Douadi, S., Skora, A., Jamon, D., Blanc, D., and Siblini, “Low birefringent magneto-optical waveguides fabricated via organic-inorganic sol-gel process,” *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 3, pp. 30401–8p, 2009.
- [55] S. K. Nagabandi, “Resonant Nano-Photonic Silicon Structures,” Thèse de doctorat, Technical University of Denmark, 2006.
- [56] B. Wild, “Étude Expérimentale Des Propriétés Optiques Des Cristaux Photoniques Bidimensionnels Et De Leur Accordabilité,” Thèse de doctorat, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Allemagne, 2006.
- [57] K.-B. Lazhar, “Conception de micro-nanocavités à base de cristaux photoniques en silicium et nitrure de silicium en vue d’application en optique intégrée et non linéaire,” Thèse de doctorat, Université des Frères Mentouri Constantine, 2017.
- [58] C. He *et al.*, “Tunable one-way cross-waveguide splitter based on gyromagnetic photonic crystal,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 11, pp. 111111-1–3, 2010.
- [59] S. Sung, A. Sharma, A. Block, K. Keuhn, and B. J. H. Stadler, “Magneto-optical garnet waveguides on semiconductor platforms: Magnetics, mechanics, and photonics,” *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 07B738, 2011.
- [60] H. Otmani, “Étude théorique des propriétés magnéto-optiques de cristaux magnéto photoniques à structure ferrite grenat de bismuth ( BIG ),” Thèse de doctorat, Université

- des Frères Mentouri Constantine1, 2014.
- [61] S. Arafa, “Étude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection,” Thèse de doctorat, Université des frères Mantouri, Constantine 1, 2018.
- [62] M. Levy, R. Li, A. A. Jalali, and X. Huang, “Band Edge Effects and Normal Mode Propagation in Waveguide Magnetophotonic Crystals,” *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 30, pp. 561–566, 2006.
- [63] M. Levy, X. Huang, R. Li, H. C. Yang, and H. Bakhru, “Magneto-optic photonic crystals as optical waveguide structures,” in *Proceedings of SPIE*, 2004, vol. 5515, pp. 30–41.
- [64] A. A. Jalali and M. Levy, “dimensional magnetophotonic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B* 119, vol. 25, no. 1, pp. 119–125, 2008.
- [65] T. Shintaku, “Integrated optical isolator based on nonreciprocal higher-order mode conversion,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 2789, no. 1995, pp. 51–54, 2010.
- [66] N. Sugimoto *et al.*, “Waveguide Polarization-Independent,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 355–357, 1999.
- [67] K. Srinivasan and B. J. H. Stadler, “Magneto-optical materials and designs for integrated TE- and TM-mode planar waveguide isolators : a review [ Invited ],” *Opt. Mater. Express*, vol. 8, no. 11, pp. 3307–3318, 2018.
- [68] F. Parsy, “Contribution à l’intégration d’un isolateur optique sur verre : Fonctions réciproques et non réciproques de contrôle de la polarisation,” Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.
- [69] O. Zahwe, “Conception et Réalisation d’un Circulateur Coplanaire à Couche Magnétique de YIG en Bande X pour des Applications en Télécommunications,” Thèse de doctorat, Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2009.
- [70] Q. Fan, C. Li, W. Liu, Y. Lu, and D. Zhang, “Polarization-independent waveguides in air holes photonic crystals and its slow light,” *Opt. Commun.*, vol. 380, pp. 227–232, 2016.
- [71] E. Lidorikis, M. L. Povinelli, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, “Polarization-Independent Linear Waveguides in 3D Photonic Crystals,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, no. 2, pp. 2–5, 2003.
- [72] N. Susa, “Large absolute and polarization-independent photonic band gaps for various lattice structures and rod shapes,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 6, pp. 3501–3510, 2002.
- [73] R. Deghdak, M. Bouchemat, and M. Lahoubi, “Sensitive magnetic field sensor using 2D magnetic photonic crystal slab waveguide based on BIG / GGG structure Sensitive magnetic field sensor using 2D magnetic photonic crystal,” *J. Comput. Electron.*, no. February, 2017.
- [74] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, and A. Bjarklev, “Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, no. 3, pp. 305–330, 1999.
- [75] H. Otmani, M. Bouchemat, A. Hocini, and T. Boumaza, “Mode conversion in a magnetic photonic crystal waveguide,” *Phys. Scr.*, vol. 89, no. 6, 2014.

- [76] N. Kono, K. Kakihara, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Nonreciprocal microresonators for the miniaturization of optical waveguide isolators,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 12, pp. 7737–7751, 2007.
- [77] C. A. R. L Bi, J Hu, P Jiang, D. H Kim, G. F Dionne, L. C Kimerling, “On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators,” *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 12, pp. 758–762, 2011.
- [78] K. Saker, T. Bouchemat, and M. Lahoubi, “Theoretical Analysis of Optical Isolator Based on Mode Conversion in Yttrium Iron Garnet Fiber,” 2018.
- [79] F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, *Photonic Crystal Fibers: Properties and Applications*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [80] A. G. Zhdanov, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. Kobayashi, H. Uchida, and M. Inoue, “Enhancement of Faraday rotation at photonic-band-gap edge in garnet-based magnetophotonic crystals,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 300, no. 1, pp. 253–256, 2006.
- [81] H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, and M. Inoue, “Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 7, pp. 3906–3911, 2003.
- [82] R. Antos, M. Veis, and S. Visnovsky, “Theory of two-dimensional magneto-photonic crystals using complex Fourier factorization,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 200, pp. 072004–4 pp, 2010.
- [83] A. V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue, “Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 4, pp. 2829–2831, 2004.
- [84] P. Zu *et al.*, “Enhancement of the sensitivity of magneto-optical fiber sensor by magnifying the birefringence of magnetic fluid film with Loyt-Sagnac interferometer,” *Sensors Actuators, B Chem.*, vol. 191, pp. 19–23, 2014.
- [85] P. Zu, C. Chiu Chan, T. Gong, Y. Jin, W. Chang Wong, and X. Dong, “Magneto-optical fiber sensor based on bandgap effect of photonic crystal fiber infiltrated with magnetic fluid,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 24, pp. 241118–3pp, 2012.
- [86] M. Vasiliev, V. a. Kotov, K. E. Alameh, V. I. Belotelov, and a. K. Zvezdin, “Novel Magnetic Photonic Crystal Structures for Magnetic Field Sensors and Visualizers,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, no. 3, pp. 323–328, 2008.
- [87] S. Kahl, “Bismuth iron garnet films for magneto-optical photonic crystals,” *Microelectronics and Information Technology, IMIT, Stockholm*, 2004.
- [88] H. Yokoi, T. Mizumoto, and Y. Shoji, “Optical nonreciprocal devices with a silicon guiding layer fabricated by wafer bonding,” *Appl. Opt.*, vol. 42, no. 33, pp. 6605–6612, 2003.
- [89] K. H. Chi, Y. Zhu, and C. S. Tsai, “Two-Dimensional Magnonic Crystal With Periodic Thickness Variation in YIG Layer for Magnetostatic Volume Wave Propagation,” vol. 49, no. 3, pp. 1000–1004, 2013.
- [90] L. Magdenko, E. Popova, M. Vanwolleghem, C. Pang, F. Fortuna, and T. Maroutian, “Microelectronic Engineering Wafer-scale fabrication of magneto-photonic structures in Bismuth Iron Garnet thin film,” *Microelectron. Eng.*, vol. 87, no. 11, pp. 2437–2442,

2010.

- [91] T. Uno and S. Noge, “Growth of magneto-optic CeYIG thin films on amorphous silica substrates,” *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 21, pp. 1957–1960, 2001.
- [92] L. D. S. Alcantara, F. L. Teixeira, S. Member, A. C. César, and B. V Borges, “A New Full-Vectorial FD-BPM Scheme: Application to the Analysis of Magneto-optic and Nonlinear Saturable Media,” *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 8, pp. 2579–2585, 2005.
- [93] H. otmani, M. Bouchemat, A. Hocini, T. Boumaza, and ahlem benmerkhi, “Mode conversion in magneto photonic crystal fibre,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 421, pp. 377–383, 2017.
- [94] F. Choueikani *et al.*, “Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 5, p. 051113, 2009.



---

# **Conclusion générale**

---

## Conclusion générale

---

Les cristaux photoniques sont des microstructures diélectriques périodiques qui sont spécifiquement conçues pour interdire, manipuler, ou contrôler la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines fréquences. À l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons se propagent dans la structure à une constante diélectrique modulée périodiquement, il en résulte des bandes photoniques autorisées séparées par des bandes interdites photoniques. Dans la pratique, afin de contrôler la lumière dans les trois directions, une bande interdite tridimensionnelle photonique est nécessaire, mais une telle structure est très difficile à fabriquer en utilisant des techniques de fabrication conventionnelles. C'est pourquoi des recherches se font sur les cristaux photoniques bidimensionnels planaires, car elles sont facilement intégrées aux techniques de fabrication habituelles et présentent une véritable intégration photonique, autorisant leur association avec des composants photoniques traditionnels. Elles offrent un meilleur contrôle de la lumière dans le plan du cristal photonique et dans la direction verticale. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de nouvelle génération de composants en optique intégrée.

En outre, les défauts ponctuels piègent les modes électromagnétiques et, par conséquent, forment des cavités optiques, où l'efficacité de piégeage de la lumière est caractérisée par le facteur de qualité. La combinaison d'un facteur de haute qualité et d'un volume de mode extrêmement faible rend les microcavités particulièrement attrayantes pour les applications de la détection. Les capteurs à base de guide d'ondes à cristaux photoniques couplés avec des cavités résonantes offrent de nombreux avantages en termes de sensibilité et de facteur de qualités élevées, ainsi le choix de matériaux et la capacité de mesure parallèle. Ces structures permettent de contrôler la position spectrale et d'optimiser le facteur de qualité des modes résonants obtenus par la modification de certains paramètres géométriques.

Par ailleurs, la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) fait l'objet d'études approfondies particulièrement en optique intégrée, en raison de ses propriétés magnétiques obtenues grâce à la combinaison des particules magnétiques solides et de la fluidité du liquide. L'indice de réfraction du  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  est linéairement proportionnel au champ appliqué, par conséquent, des structures périodiques peuvent être formées dans des liquides magnétiques par auto-assemblage sous l'action de ce champ magnétique. Ainsi, plusieurs capteurs de champ magnétique ont été réalisés.

L'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit ont pour objectif l'étude et la conception de nouveaux éléments et de structures magnétiques à base des cristaux photoniques destinées à la détection et l'isolation magnétiques.

La première partie de ce travail est consacré à l'étude et la conception d'un cristal photonique basé sur le couplage entre le guide et la cavité. En premier lieu, nous avons sélectionné les paramètres du réseau triangulaire qui permettent l'ouverture d'une large bande interdite photonique afin d'avoir une large plage de détection dans la gamme des fréquences souhaitées. Ensuite, nous avons examiné les paramètres structurels qui permettent d'obtenir les meilleures performances, en termes de facteur de qualité et transmission. En infiltrant la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) dans la cavité, un capteur de champ magnétique a été proposé et démontré théoriquement. Les

propriétés de détection de la structure ont été analysé à différentes concentrations de fluide magnétique, en nous basant sur les caractéristiques de la cavité et le nombre de trous fonctionnels, pour  $N = 12$  trous une sensibilité de  $146.97 \text{ nm} / \text{RIU}$  a été relevée. De plus, l'indice de réfraction du  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  peut être modifié en ajustant l'intensité du champ magnétique appliqué. Pour cela, l'évolution de la sensibilité magnétique en fonction des différents facteurs locaux de champ magnétique appliqué est examinée. Afin d'évaluer la performance du capteur, le facteur de mérite est calculé. Pour  $N = 12$ , une sensibilité magnétique de  $20.4 \text{ nm}$  et un facteur de mérite optimal de  $22.66$  sont obtenus. Les caractéristiques structurelles et physiques ainsi que les propriétés uniques du  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  font de ce dispositif, un candidat potentiel pour la conception et le développement de futurs capteurs de champ magnétique avec une sensibilité assez élevée. Ainsi, l'approche proposée pourrait également permettre l'intégration de plusieurs cavités pour réaliser des mesures simultanées.

D'autre part, les cristaux photoniques dont les matériaux constitutifs sont magnétiques, sont appelés cristaux magnéto-photoniques. La combinaison des propriétés physique du cristal photonique et les propriétés magnéto-optiques les rendent particulièrement intéressantes pour différentes applications où un comportement non-réciproque est requis telle que l'isolateur optique. Un des matériaux magnétique le plus utilisé pour réaliser des dispositifs magnéto-optique est le grenat de fer et d'Yttrium (YIG), en raison de ses excellentes propriétés électromagnétiques.

Dans ce contexte, la deuxième partie du travail concerne l'étude des cristaux magnéto-photoniques. En premier lieu, nous étudions un guide d'ondes à cristaux magnéto-photoniques 2D planaire indépendant de la polarisation YIG/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ . L'objectif de ce travail est d'optimiser les paramètres structurels et physiques de la structure pour améliorer les propriétés magnéto-optiques, pour cela la méthode PWE-3D est utilisée. Afin d'obtenir une bande interdite photonique complète, les paramètres géométriques de la structure (la période, le rayon des trous d'air, et l'épaisseur de la couche magnéto-optique) ont été optimisés. On observe l'ouverture des bandes interdites pour les modes quasi-TE (pairs) et quasi-TM (impairs), et le chevauchement des deux bandes donne une bande interdite complète qui s'ouvre pour des longueurs d'onde  $1475,8 \text{ nm} < \lambda < 1627,9 \text{ nm}$ . Par la suite, un guide d'ondes (défaut linéaire, W1) est obtenu en enlevant une seule rangée de trous d'air dans la direction  $\Gamma$ -K de la structure. Ce guide est considéré comme un guide indépendant de la polarisation en raison de la présence de la bande interdite complète. En conséquence, l'onde lumineuse est confinée à l'intérieur du guide d'onde et les pertes sont minimisées. Une analyse de l'effet non-réciproque basé sur le couplage des modes TE-TM a été exposée, en utilisant la méthode de propagation de faisceau. Pour cela, nous avons étudié l'influence de la gyrotropie sur les propriétés magnéto-optiques du guide, tels que le rendement de conversion de mode de polarisation TE-TM, la rotation Faraday et la biréfringence modale. Les résultats révèlent une rotation de Faraday  $6.11 \times 10^4 \text{ }^\circ/\text{cm}$  et une biréfringence modale de  $7 \times 10^{-6}$ . Ces résultats montrent une amélioration remarquable des effets non-réciproques, ce qui permet d'améliorer considérablement les performances des isolateurs optiques destinés à fonctionner en tant que dispositifs non-réciproques.

Par ailleurs, nous avons étudié les fibres magnéto-optiques conventionnelles à base de YIG. Le diamètre du cœur et la gyrotropie varient de  $5 \text{ } \mu\text{m}$  à  $10 \text{ } \mu\text{m}$  et de  $0.01$  à  $0.04$ , respectivement, afin d'examiner leur effet sur les propriétés magnéto-optique tels que le rendement de la conversion de mode TE-TM, la longueur du couplage et la rotation de Faraday. Nous avons

observé que si le diamètre du cœur augmente le rendement de la conversion de modes augmente aussi, par conséquent, un diamètre relativement élevé est requis. Pour cela, un diamètre de cœur de  $10\ \mu\text{m}$  est choisi. Les résultats montrent une relation linéaire entre la rotation de Faraday et la gyrotropie, elle augmente avec  $g$ .

En dernier lieu, une étude théorique de fibre à cristaux magnéto-photoniques est rapportée, la structure se compose d'un réseau triangulaire de trous d'air remplis de grenat de gallium et de gadolinium (GGG) d'indice  $n_{\text{GGG}} = 1.96$ , gravé dans une fibre de YIG de  $n_{\text{YIG}} = 2.28$ . Les paramètres géométriques caractérisés par la période  $a$  et le diamètre des trous d'air  $d$  sont optimisés pour minimiser les pertes et améliorer le rendement de la conversion de mode. Pour cela, on fait varier le diamètre de trous d'air de  $0.75a$  à  $0.9a$ , et la période de  $1\ \mu\text{m}$  à  $3\ \mu\text{m}$ . On constate que l'efficacité du couplage est influencé par ces paramètres, et un rendement maximal de  $93.57\%$  est obtenu pour  $a = 2.2\ \mu\text{m}$  et  $d = 0.9a$ . On constate une conversion de mode TE-TM provoquée par la rotation de Faraday et l'analyse des propriétés magnéto-optiques en fonction de la gyrotropie est présentée. Les résultats numériques révèlent une rotation de Faraday de  $2.0625 \times 10^4\ \text{°/cm}$  ainsi qu'une réduction de la biréfringence modale de  $10^{-5}$ . Ces caractéristiques intéressantes et la taille réduite de la structure permettent la conception de dispositifs non-réciproques assez performants.

D'après les résultats obtenus, les structures proposées constituent une plateforme prometteuse quant à la réalisation d'isolateurs destinés à l'optique intégrée.

#### ***Perspectives :***

- Conception de nouvelles cavités et guides d'ondes à CPhs pour l'amélioration des performances de détection du champ magnétique par l'intégration de plusieurs cavités pour réaliser des mesures simultanées du champ magnétique et de la température.
- Amélioration des propriétés magnéto-optiques de cristaux magnétophotoniques pour plusieurs types de grenat de fer (Ce:YIG).

## Publications et communications

---

### Publications International

- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, Shengli Pu, “Magnetic field sensor based on a magnetic-fluid-infiltrated photonic crystal L4 nanocavity and broadband W1 waveguide”, *Journal of Computational Electronics*. Vol.18, No. 2, 619–627, June 2019. DOI: 10.1007/s10825-019-01315-5.
- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, “Enhancement of magneto-optical properties in magnetic photonic crystal slab waveguide based on yttrium iron garnet”, *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conference Series*, Volume 1310, pp. 012019, 2019, DOI:10.1088/1742-6596/1310/1/012019.
- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, Shengli Pu, Yongliang Zhao, “Enhanced Magneto-Optical Effects in Magnetic Photonic Crystal Fiber Based on Yttrium Iron Garnet”, *The 18th International Conference on Optical Communications and Networks (ICO CN 2019)*, 5-8 August 2019, Huangshan, Anhui, China, DOI: 10.1109/ICO CN.2019.8934875.
- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, Shengli Pu, “Design of Non-reciprocal Device based on Magnetic Photonic Crystal Fiber with Enhanced Birefringence”, *Microelectronics Journal*.(accepted) (2019).

### Communications

- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, “Y-shaped photonic crystal circulator employing mirrors”, *International Conference on Electronics and New Technologies (ICENT’2017)*, 14-15 November 2017, M’sila Algeria.
- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, “Gyromagnetic photonic crystal fiber of YIG”, *Fourth International Conference on Energy, Materials, Applied Energetics and Pollution (ICEMAEP’2018)*, April 29-30, 2018, Constantine, Algeria, ISBN : 978-9931-9229-5-7.
- **K. Saker**, T. Bouchemat, M. Lahoubi, M. Bouchemat, “Theoretical Analysis of Optical Isolator Based on Mode Conversion in Yttrium Iron Garnet Fiber”, *International Conference on Electronics, Energy and Measurement (IC<sup>2</sup>EM’2018)*, 27-29 November 2018, Algiers, Algeria, ISBN: 978 9931 9548 04.

## Résumé

Ce travail de thèse est dédié à l'étude et la conception de nouvelles structures magnétiques à base des cristaux photoniques pour des systèmes optiques.

Un capteur de champ magnétique à cristal photonique bidimensionnel basé sur le couplage guide-cavité infiltré par la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) est présenté. Afin d'améliorer la performance de la structure, les paramètres géométriques tels que la taille de la cavité, le rayons des trous d'air ont été optimisés. Un facteur de qualité optimal de 8655 est obtenu pour  $L = 4$ . Par la suite, Le principe de la détection est réalisé en infiltrant des différentes concentrations de  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  ainsi que les différents facteurs locaux des champs magnétiques appliqués. Nous avons analysé les propriétés de détection, on nous basant sur les propriétés de la cavité et le nombre de trous fonctionnels. Pour  $N = 12$  trous une sensibilité de 146.97 nm / RIU, une sensibilité magnétique de 20.4 nm et de un facteur de mérite de 22.66 ont été relevés. Les propriétés optiques de ce capteur sont numériquement déterminées en effectuant des simulations à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel 2D. La combinaison de ces performances fait de ce dispositif une plateforme prometteuse pour la conception et le développement des capteurs de champ magnétiques.

Nous nous intéressons à l'amélioration des propriétés magnéto-optiques des isolateurs optiques à base de YIG, pour cela trois concepts ont été proposés. Le premier concept repose sur l'étude d'un guide d'ondes indépendant de la polarisation basé sur un cristal magnéto-photonique planaire de YIG développé sur un substrat de  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . En premier lieu, nous avons optimisé numériquement la géométrie du guide d'onde en examinant l'influence de ces paramètres sur la largeur et la position de la BIP complète. Ensuite nous avons étudié l'influence de la gyrotropie sur les propriétés non-réciproque du guide. Les résultats révèlent une rotation de Faraday de  $6.11 \times 10^4$  °/cm et une biréfringence modale de  $7 \times 10^{-6}$ .

Par la suite, nous avons étudié les fibres optiques, en commençant par une structure de fibre optique conventionnelle, et s'ensuivra une étude sur les fibres à cristaux magnéto photoniques à base de YIG/GGG. Afin d'obtenir un effet non-réciproque, le couplage de modes TE-TM, ainsi que les propriétés magnéto-optique ont été étudiés en fonction de la gyrotropie.

Ces résultats montrent une amélioration remarquable du comportement magnéto-optique, ce qui permet d'améliorer les performances des isolateurs optiques pour l'application au non réciprocity.

**Mots clés :** Capteur de champ magnétique, magnétite, guide d'ondes à cristal magnéto-photonique planaire, YIG, effet Faraday, couplage des modes TE-TM, fibres à cristal magnéto-photoniques.

## Summary

This thesis is dedicated to the study and the design of new magnetic structures based on photonic crystals for optical systems. To perform these simulations, three softwares are used, the first is called BandSOLVE, which is based on the plane wave method (PWE), the second is the Fullwave based on the finite time difference method (FDTD) and the last is the BeamPROP, based on the Beam Propagation Method (BPM).

In the first part, a magnetic sensor based on a two-dimensional photonic-crystal nanocavity infiltrated by  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  and a broadband W1 waveguide is presented. In order to improve the performance of the structure, the geometrical parameters such as the size of the cavity, the diameter of the air holes have been optimized.

An optimal quality factor of 8655 is obtained for  $L = 4$ . Subsequently, the principle of the detection is realized by infiltrating different concentrations of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  as well as the various local magnetic field factors. We analyzed the detection properties, based on the properties of the cavity and the number of functional holes. For  $N = 12$  air holes, a sensitivity of 146.97 nm / RIU, a magnetic sensitivity of 20.4 nm and a factor of merit of 22.66 are obtained. The optical properties of this sensor are numerically determined by performing simulations using the finite difference method in the 2D time domain. The combination of these performances makes this device a promising platform for the design and development of magnetic field sensors.

The second part of this work concerns the improvement of the magneto-optical properties of optical isolators based on YIG, for this purpose, three concepts have been proposed. The first concept is based on the study of a polarization-independent waveguide based on a planar magneto-photonic crystal of YIG developed on an  $\text{Al}_2\text{O}_3$  substrate. First, the width and position of the complete photonic band gap of the waveguide are optimized. Then we studied the influence of gyrotropy on the non-reciprocal properties of the waveguide. The results reveal a Faraday rotation of  $6.11 \times 10^4 \text{ }^\circ / \text{cm}$  and a modal birefringence of  $7 \times 10^{-6}$ .

Then, we studied optical fibers, starting with a conventional optical fiber structure, followed by magneto-photonic crystal fibers based on YIG / GGG. In order to obtain a non-reciprocal effect, the coupling of TE-TM modes as well as the magneto-optical properties are studied as a function of the gyrotropy.

These results show a remarkable development in the magneto-optical behavior, which helps to improve the performance of optical isolators and make it suitable for non-reciprocal devices.

**Key words:** Magnetic field sensor,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , planar magneto-photonic crystal waveguide, complete photonic band gap, YIG, Faraday rotation, TE-TM mode coupling, conventional fibers, and magneto-photonic crystal fibers.

## ملخص :

هذه الأطروحة مخصصة لدراسة وتصميم الهياكل المغناطيسية الجديدة القائمة على البلورات الضوئية للأنظمة البصرية.

تم تقديم مستشعر المجال المغناطيسي البلوري الفوتوني ثنائي الأبعاد بناءً على اقتران تجويف الدليل الذي تم اختراجه بواسطة المغنتيت. من أجل تحسين أداء الهيكل، تم تحسين المعلمات الهندسية مثل حجم التجويف، وتم تحسين نصف قطر ثقب الهواء. بعد ذلك، يتم تحقيق مبدأ الكشف عن طريق التسلل بتركيزات مختلفة وكذلك العوامل المحلية المختلفة للمجالات المغناطيسية المطبقة. قمنا بتحليل خصائص الكشف، بناءً على خصائص التجويف و عدد الثقوب الوظيفية. يتم تحديد الخصائص البصرية لهذا المستشعر عددياً عن طريق إجراء عمليات المحاكاة باستخدام طريقة الفرق المحدود في المجال الزمني ثنائي الأبعاد. إن الجمع بين هذه العروض يجعل هذا الجهاز منصة واعدة لتصميم وتطوير مجسات المجال المغناطيسي.

نحن مهتمون بتحسين الخواص المغناطيسية البصرية للعوازل الضوئية المعتمدة على YIG، وقد تم اقتراح ثلاث مفاهيم.

يعتمد المفهوم الأول على دراسة دليل موجي مستقل عن الاستقطاب استناداً إلى بلورة YIG تم تطويرها على ركيزة ضوئية مستوية من  $Al_2O_3$ .

بعد ذلك، درسنا الألياف الضوئية، بدءاً من بنية الألياف الضوئية التقليدية، ثم دراسة على الألياف YIG / GGG. البلورية الضوئية المغناطيسي من أجل الحصول على تأثير غير متبادل، تمت دراسة الخصائص المغناطيسية البصرية. تظهر النتائج تحسناً ملحوظاً في السلوك البصري المغناطيسي، مما يجعل من الممكن تحسين أداء العوازل البصرية للتطبيق غير المتبادل.

**الكلمات المفتاحية:** مستشعر المجال المغناطيسي، المغنتيت، دليل الموجة البلورية الممغنطة الضوئية المستوية، الألياف البلورية المغناطيسية، YIG.